

## Über einen Detektor für schnelle Neutronen

Von WOLFGANG BALL und KARL HEINZ LAUTERJUNG

Mit 3 Textabbildungen

(Eingegangen am 24. April 1959)

Als Detektor für schnelle Neutronen in Gegenwart eines starken  $\beta$ - oder  $\gamma$ -Untergrundes werden häufig Zinksulfid-Phosphore verwendet [1] bis [4], in denen die Neutronen durch ihre in Paraffin ausgelösten Rückstoßprotonen nachgewiesen werden. Dabei sind Korngröße, Korngröße und benutzte Schichtdicke maßgebend. Wegen der großen Eigenabsorption der Fluoreszenzstrahlung im Leuchtschirm ist die Empfindlichkeit von der benutzten Schichtdicke am meisten abhängig.

In dem hier zu beschreibenden Detektor wurde mit aktiviertem Zinksulfid ( $\text{ZnS}(\text{Ag})^*$ ) mit einer maximalen Korngröße von  $20 \mu$  verwendet. In guter Übereinstimmung mit der maximalen spektralen Empfindlichkeit des verwendeten Photomultipliers (A 5819) lag die Fluoreszenzbande des  $\text{ZnS}(\text{Ag})$ -Phosphors bei etwa  $4900 \text{ \AA}$  [5]. Bei der Herstellung der Leuchtschirme wurde folgendes Verfahren benutzt. Der Leuchtstoff wurde in Tetrachlorkohlenstoff suspendiert und auf einer 3 mm dicken Plexiglasplatte als Träger sedimentiert. Um eine homogene Schicht zu erhalten, wurde während des Sedimentationsprozesses jede Strömung der Flüssigkeit sorgfältig vermieden. Nach beendeter Sedimentation wurde die Sedimentationsflüssigkeit abgesaugt und die Schicht bei Zimmertemperatur getrocknet. Die alten Schichten waren kompakt und dauerhaft. Die Schichtdicken zeigten gegenüber den aus der einwogenen Phosphormenge zu erwartenden Schichtdicken Abweichungen von höchstens 10%.

Abb. 1 zeigt den Aufbau des Neutronendetektors. Die Wände des Trichters waren zur diffusen Reflexion einer  $\text{MgO}$ -Paste bestrichen, der Trichter mit geputtem Paraffinöl als Lichtleiter gefüllt. Die Photokathode des Photomultipliers stand mit dem Paraffin in direkter Verbindung. Zur Abdichtung des Paraffins gegen den hinteren Teil des Photomultipliers diente der „Simmerring“. Vor der Szintillatorschicht befand sich zum Lichtschutz der Photokathode eine Aluminiumfolie von  $4,05 \text{ mg/cm}^2$ . Vor dieser war am äußeren Metallring eine Paraffinscheibe zur Erzeugung von Rückstoßprotonen angebracht. Die Impulse des Photomultipliers wurden über Vorverstärker, Hauptverstärker und Integralkontrollator einem Zählgerät zugeführt.

Zur Bestimmung der günstigsten Schichtdicke des Leuchtstoffes für den Nachweis von schnellen Neutronen bis 11 MeV wurde für verschiedene dicken  $\text{ZnS}(\text{Ag})$ -Schichten die Impulshöhenverteilung von Rückstoßprotonen, die durch Neutronen einer  $\text{Po}^{210}\text{-}\alpha\text{-Be}^9$ -

Quelle in Paraffin ausgelöst wurden, gemessen. Die verwendeten Leuchtschirme hatten einen Durchmesser von 4,5 cm; die Dicke der Paraffinscheibe betrug  $0,45 \text{ g/cm}^2$ . Durch die Geometrie der Versuchsanord-

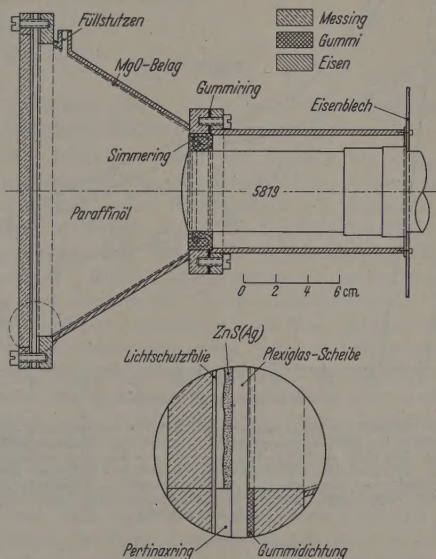


Abb. 1. Der Aufbau des Neutronendetektors

nung wurden ungefähr 10% des vollen Raumwinkels erfaßt.

Um die bei dieser Messung in der Lichtschutzfolie aus Aluminium entstehenden, eventuell störenden Reaktionen  $\text{Al}^{27}(n, p)\text{Mg}^{27}$  und  $\text{Al}^{27}(n, \gamma)\text{Al}^{28}$  auszuschalten, wurde die Aluminiumfolie durch eine Kupferfolie von  $8,9 \text{ mg/cm}^2$  ersetzt. Durch die Neutronen der Quelle wurden außer den Paraffin-Rückstoßprotonen durch die Reaktionen  $\text{S}^{32}(n, \alpha)\text{Si}^{29}$  und  $\text{S}^{32}(n, p)\text{P}^{32}$  im Leuchtstoff zusätzlich  $\alpha$ -Teilchen und Protonen erzeugt. Ferner entsteht beim  $\text{Be}^9(\alpha, n)\text{C}^{12}$ -Prozeß in etwa 60% der Zerfälle [6] ein angeregter  $\text{C}^{12}$ -Kern, der beim Übergang in den Grundzustand eine  $4,43 \text{ MeV}$   $\gamma$ -Strahlung emittiert. Zur Trennung der allein interessierenden Rückstoßprotonen von den Protonen und  $\alpha$ -Teilchen der anderen Prozesse sowie der  $\gamma$ -Strahlung des angeregten  $\text{C}^{12}$ -Kernes wurde die Impulshöhenverteilung mit und ohne Aluminiumabsorber von  $540 \text{ mg/cm}^2$  zwischen Paraffinscheibe und Lichtschutzfolie gemessen. Dieser Absorber garantiert mit der Energie-Reichweitenbeziehung für Protonen in Aluminium [7] und der Maximalenergie der Neutronen



der verwendeten Quelle, daß keine Rückstoßprotonen aus dem Paraffin den Leuchtschirm erreichen konnten. Damit lieferte die Differenz der mit und ohne Aluminium-Absorber gemessenen Kurven die integrale Impulshöhenverteilung der Rückstoßprotonen. Ferner wurde die  $\gamma$ -Empfindlichkeit dieser ZnS(Ag)-Schichten mit einer Ra-Quelle von 2,4 mC und der Nulleffekt in Abhängigkeit von der Gittervorspannung des Diskriminators gemessen. In Abb. 2 sind die für Neutronen- und  $\gamma$ -Quelle registrierten Zählraten mit dem einfachen statistischen Fehler für eine ZnS(Ag)-Schicht von 15 mg/cm<sup>2</sup> eingetragen. Da die Kurven der Abb. 2 für ZnS(Ag)-Schichten von 8, 15, 22 und 30 mg/cm<sup>2</sup>

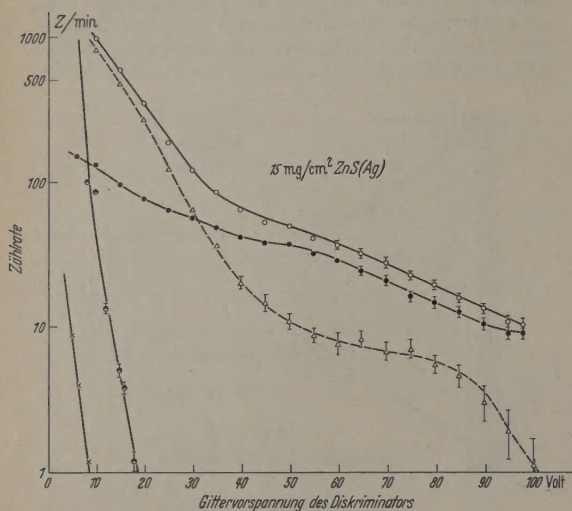


Abb. 2. Zählraten in Abhängigkeit von der Gittervorspannung des Diskriminators für eine ZnS(Ag)-Schicht. —○—○— Neutronendetektorzählrate ohne (540 mg/cm<sup>2</sup>) Al-Absorber; —●—●— Neutronendetektorzählrate mit (540 mg/cm<sup>2</sup>) Al-Absorber; —△—△— Differenz der Neutronendetektorzählraten mit und ohne Al-Absorber = Rückstoßprotonenzählrate; —●—●— Neutronendetektorzählrate mit einer  $\gamma$ -Quelle; —×—×— Nulleffekt

gemessen wurden, ist eine Darstellung der verschiedenen Zählraten in Abhängigkeit der Schichtdicken des Szintillators möglich. Die Abhängigkeit wird durch die Kurven der Abb. 3 dargestellt. Parameter der Kurven ist die Gittervorspannung des Diskriminators. Ein Vergleich der Kurven zeigt, daß bis 25 V Gittervorspannung die Schicht von 15 mg/cm<sup>2</sup> die größte Protonenempfindlichkeit hat. Außerdem nimmt die  $\gamma$ -Empfindlichkeit mit wachsender Schichtdicke zu. Für Gittervorspannungen größer 20 V verschwindet der  $\gamma$ -Untergrund einer Ra-Quelle vollkommen. Die mit 540 mg/cm<sup>2</sup> Aluminium-Absorber gemessene Zählrate dagegen zeigt für Gittervorspannungen größer 20 V für Schichtdicken größer 15 mg/cm<sup>2</sup> nur noch eine geringe Abhängigkeit von der Schichtdicke. Die schwache  $\gamma$ -Empfindlichkeit bei kleinen Schichtdicken bis 15 mg/cm<sup>2</sup> zeigt ferner, daß bei Verwendung von Aluminium als Absorber und Lichtschutzfolie der  $\text{Al}^{27}(n, \gamma)\text{Al}^{28}$ -Prozeß keinen merklichen Störuntergrund liefert; der  $\text{Al}^{27}(n, p)\text{Mg}^{27}$ -Prozeß ist wegen seines kleinen Wirkungsquerschnittes von 30 mbarn bei Neutronen von 5 MeV [8] gegenüber den anderen Reaktionen vernachlässigbar.

Außerdem wurde für die Schicht von 15 mg/cm<sup>2</sup> die Zählrate der Po- $\alpha$ -Be-Quelle in Abhängigkeit von

der Dicke der Paraffinscheiben zwischen Lichtschutzfolie und Neutronenquelle für eine Gittervorspannung von 8 V gemessen. Die Untersuchung ergab bei einer Veränderung der Paraffindicke von 0,45 g/cm<sup>2</sup> 0,1 g/cm<sup>2</sup> eine Erhöhung der Zählrate um 6%. einem solchen Neutronendetektor betrug die auf vollen Raumwinkel umgerechnete Zählrate bei einer Po- $\alpha$ -Be-Quelle  $272 \pm 4,3\%$  Ereignisse/sec. Da

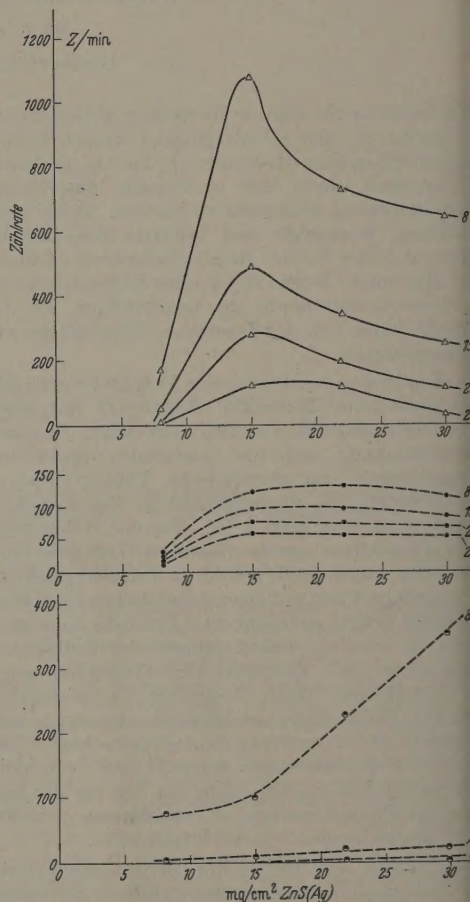


Abb. 3. Zählraten in Abhängigkeit von der Dicke der ZnS(Ag)-Schicht. Gittervorspannung des Diskriminators als Parameter. —△—△— Rückstoßprotonenzählrate; —●—●— Neutronendetektorzählrate ohne (540 mg/cm<sup>2</sup>) Al-Absorber; —●—●— Neutronendetektorzählrate mit (540 mg/cm<sup>2</sup>) Al-Absorber; —×—×— Nulleffekt

verwendete Quelle eine Intensität von  $2,56 \cdot 10^5 \pm$  Neutronen/sec hatte, wurde der Bruchteil von  $(1,016) \cdot 10^{-3}$  der Intensität der Quelle erfaßt.

### Zusammenfassung

Es wird ein Detektor für Neutronen mit einer Empfindlichkeit größer als 1 MeV beschrieben. Die Neutronen werden durch ihre in Paraffin ausgelösten Rückstoßprotonen und diese in einem mit Silber aktivierten ZnS-Leuchtschirm nachgewiesen. Um die günstigste Schichtdicke des Leuchtstoffes für den Nachweis von schnellen Protonen bis 11 MeV zu erhalten, wurde die Impulshöhenverteilung der Rückstoßprotonen einer Po- $\alpha$ -Be-Quelle bekannter Stärke für verschiedene



Ag-Schichten gemessen. Die Untersuchung zeigt, daß die Schicht von 15 mg/cm<sup>2</sup> die größte Protonenempfindlichkeit besitzt und für diese Schicht die anderen Prozesse nur einen relativ kleinen Störgrund liefern.

**Literatur:** [1] HORNYAK, W.F.: Rev. Sci. Instrum. **23**, 4 (1952). — [2] KEEPIN, G.R.: Rev. Sci. Instrum. **25**, 30 (1954). — [3] EMMERICH, W.S.: Rev. Sci. Instrum. **25**, 69 (1954). — [4] KOONTZ, P.G., G.R. KEEPIN and J.E. ASHLEY:

Rev. Sci. Instrum. **26**, 352 (1955). — [5] KRÖGER, F.A., u. J. DICKHOFF: Physica, Haag **16**, 297 (1950). — [6] DILLER, D.E., and M.F. CROUCH: Phys. Rev. **93**, 362 (1954). — [7] SEGRE, E.: Experimental Nuclear Physics, Vol. I, p. 219. New York u. London 1952. — [8] HUGHES, DONALD J., and JOHN A. HARVEY: Neutron-Cross-Section, New York-Toronto-London 1955.

Dr. WOLFGANG BALL  
und Prof. Dr. KARL HEINZ LAUTERJUNG,  
Max-Planck-Institut für Kernphysik Heidelberg,  
Jahnstraße 29

## Untersuchungen über Änderungen der Intensitätsverhältnisse in den Spektren von Kupfer-Zinklegierungen beim Hinzufügen dritter Legierungspartner \*

Von JAN VAN CALKER und HERBERT BRAUNISCH

Mit 11 Textabbildungen

(Eingegangen am 25. März 1959)

### 1. Problemstellung

Die quantitative Spektralanalyse beruht bekanntlich auf der Voraussetzung, daß jedem Konzentrationsverhältnis zweier Elemente ein bestimmtes Intensitätsverhältnis ihrer Analysenlinien entspricht. Hierbei wird weiter vorausgesetzt, daß andere anwesende Elemente das Intensitätsverhältnis nicht nennenswert beeinflussen. Wie schon W. GERLACH [1] vermutete, ist es sich aber, daß diese Annahme nicht immer erfüllt ist. Zusätze dritter Elemente beeinflussen in zahlreichen Fällen das Intensitätsverhältnis der Linien um Grundelement zu Zusatzelement. So beobachteten G. BALZ [2], W. SEITH und H. HESSLING [3] und J. VAN CALKER und R. WIENECKE [4] an Legierungen der Gattung Al-Mg-Zn einen derartigen Effekt, und es lag nahe, zu untersuchen, ob andere ternäre Systeme eine ähnliche Auswirkung dritter Partner zeigen, um so entscheiden zu können, ob ihm ein einheitlicher Mechanismus zugrunde liegt, oder ob an anderen Systemen andere Ursachen hat.

Die Wahl fiel auf Legierungen Cu-Zn als Grundsubstanz und Al, Sn, Pb und Mn als dritte Partner, wobei jeweils immer nur eines der angeführten Zusatzelemente dem System Cu-Zn hinzulegiert ist. Die große technische Bedeutung des Messings und der Spezialmessingarten spielte bei der Auswahl dieser Legierungen zwar mit, doch war entscheidend, daß Messing in seinem spektroskopischen Verhalten bisher aus verschiedenen Gründen nicht ausreichend untersucht worden ist. Hierzu gehören unter anderem die Linienarmut des Zn im Ultraviolett und seine Neigung zu Selbstabsorption, sowie Glimmerscheinungen am Messing bei kondensierten Funkenentladungen häufig auftreten. Ihre Ursache ist noch nicht restlos aufgeklärt. ROSCHANSKI [5] beobachtete oszillographisch kleine Spannungsspitzen zu Beginn jeder Halbwelle, die damit augenscheinlich zusammenhängen, und H. KAISER [6] beschrieb ähnliche Erscheinungen an Kupferelektroden als Übergangsformen zwischen Bogen und Funkenentladungen. Mit dem Einsetzen dieses Glimmens an den Elektroden ist

es praktisch nicht mehr möglich, reproduzierbare Entladungsbedingungen aufrecht zu erhalten.

An Untersuchungen am System Cu-Zn liegen unter anderem folgende Arbeiten vor: Spurenanalysen von Zn in Cu von R. BRECKPOT [7], Bestimmungen von Al in Messing von D.M. SMITH [8] und die Messinganalyse auf Blei nach der Zeißschen Meßvorschrift [9]. Für die Bestimmung von Zn in Cu in dem uns interessierenden Konzentrationsbereich liegen Arbeiten über Lösungsanalysen vor, da man hiermit leicht die oben angegebenen Schwierigkeiten umgehen kann. Die Lösungsanalysen des Messings sind wegen dessen großer technischen Bedeutung sehr weit entwickelt und erreichen recht hohe Genauigkeiten. L.G. YOUNG und J.M. BERRIMAN [10] erhalten mit ihrer Graphitbechermethode einen mittleren Fehler von 1,97% und D.V. EVANS und D. JOHNSTON [11], die mit Hilfe eines Zerstäubers nach LUNDEGÅRD die Lösung in die Funkenstrecke bringen, sogar nur 1,37%. Da für unsere Untersuchungen aber metallische Elektroden verwendet werden sollten, war es nötig, zunächst geeignete Anregungsbedingungen zu entwickeln, die quantitative Analysen mit hinreichend kleinen mittleren Fehlern gestatten. Hierzu wurden das Bogenanregungsgerät von FUESS, der Gleichstromabreißbogen, der Abreißbogen nach PFEILSTICKER und der Funkenerzeuger nach FEUSSNER auf ihre Brauchbarkeit geprüft.

Die Eignung der Entladungsart für die spezielle Aufgabe läßt sich durch die Schwankungsbreite der Intensitätsverhältnisse von Linien des Grundelementes zu solchen des Zusatzelementes einer bestimmten Legierung bei festgehaltenen Entladungsbedingungen beurteilen. Ein und dasselbe Elektrodenpaar wird demnach mehrmals nacheinander spektrographisch aufgenommen und die Auswertung der Spektren liefert die Intensitätsverhältnisse der Linien von Grundelement zu Zusatzelement, die streng genommen konstant sein sollten, und deren Schwankungsbreite ein Maß für die Reproduzierbarkeit der Analyseergebnisse ist.

Unter den oben genannten Entladungsarten erhielten wir die geringste Streuung der Meßergebnisse mit dem Funkenerzeuger nach FEUSSNER.

\* Diese Arbeit beruht auf den Ergebnissen der Diplomarbeit von H. BRAUNISCH, Münster 1955, die durch neue Untersuchungen und Überlegungen wesentlich ergänzt wurden.



## 2. Arbeitsvorschrift zur quantitativen spektrochemischen Messinganalyse

Zur quantitativen spektrochemischen Analyse eines Zweistoffsystems geht man nach dem Vorgang von H. KAISER [12] wenn möglich von einer Haupteichkurve aus, in der die Logarithmen der Intensitätsverhältnisse der Analysenlinienpaare  $\Delta Y$  gegen die Logarithmen der Konzentration in Gewichts-% aufgetragen wurden.

Abb. 1 zeigt diese Kurve für das Linienpaar Zn II 2502/Cu II 2506, die über einen Konzentrationsbereich von 10 bis 50% befriedigend und mit geringer Streubreite durch Meßpunkte belegt werden konnte. Die Meßwerte für jeden Punkt sind durch Mittelung aus je drei Aufnahmen gewonnen.

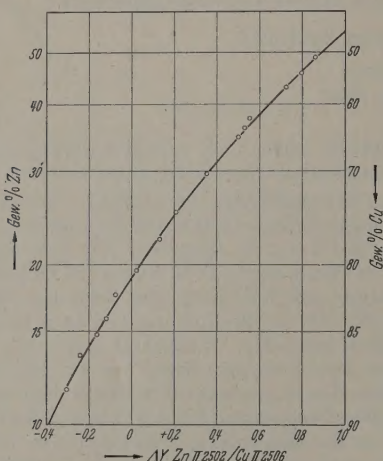


Abb. 1. Haupteichkurve zur quantitativen spektrochemischen Messinganalyse mit dem Linienpaar Zn II 2502/Cu II 2506

Die Schaltung des Feussnerschen Funkenerzeugers und die optischen Daten ergeben sich aus der in der üblichen Kurzform wiedergegebenen Arbeitsvorschrift:

Spektrograph:	Q 24 (Zeiß)
Elektrodenform:	N: 3 mm $\varnothing$
Elektrodenabstand:	2,5 mm
Zwischenabbildung:	2800 Å
Zwischenblende:	0
Spaltbreite:	0,04 mm
Anregung:	FF 4, 6300 pF, 0,8 mH
Vorfunk:	180 sec
Belichtung:	90 sec
Linienpaar:	Zn II 2502/Cu II 2506
Erprobter Bereich:	10 bis 50% Zn.

Störend kann bei Anwesenheit von Silber die Linie Ag II 2506,7 wirken. Man verwendet in diesem Falle Cu II 2545 an Stelle von Cu II 2506 als Analysenlinie. Die Elektroden werden mit dem UV-Licht einer Quecksilberhochdrucklampe HQA 300 ohne Glasbolzen bestrahlt.

Nach der vorstehenden Arbeitsvorschrift erhielten wir für Ms 70 aus 22 Aufnahmen einen mittleren Fehler für die Einzelmessung von 1,76%, bezogen auf den Zn-Gehalt. Für das Bogenlinienpaar Zn I 3303/Cu I 3308 ist der mittlere Fehler etwas größer, und zwar beträgt er 1,94%. Beide Linienpaare sind demnach für quantitative Analysen geeignet, wenn wir

auch dem Linienpaar Zn II 2502/Cu II 2506 den Vzug geben.

Ein Vergleich unseres mittleren Fehlers bei fest Metallelektroden mit dem von anderen Autoren bei Lösungsanalyse gefundenen, zeigt keine wesentlichen Unterschiede. EVANS und JOHNSTON [11] liegen 1,37% zwar darunter, YOUNG und BARRIMAN [10] 1,97% aber darüber.

## 3. Einfluß dritter Legierungspartner

### 1. Der Störeffekt am System Cu—Zn mit Al, Sn, und Mn als dritte Komponente

An Hand der Arbeitsvorschrift für quantitative Messinganalysen kann die Frage der Störung durch dritte Analysenpartner am System Cu—Zn behandelt werden. Es soll die Einwirkung von Al, Sn, Pb und Mn auf das Intensitätsverhältnis von Zn zu Cu untersucht werden. Hierzu würde zweckmäßigerweise das Konzentrationsverhältnis der Grundmetalle konstant gehalten und nur die Konzentration des Zusatzelementes variiert, was aber nur bedingt

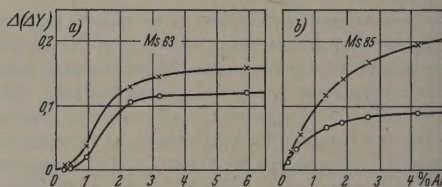


Abb. 2a u. b. Störungskurven für die Intensitätsverhältnisse von Zn II 2502/Cu II 2506 (X) und Zn I 3302/Cu I 3307 (O) durch Aluminium (dritter Partner (a) Ms 63; b) Ms 85)

möglich ist, da der Schmelzpunkt des Kupfers (1083°C) und damit auch über weite Bereiche der Liquidusflächen der ternären Systeme oberhalb der Siedetemperatur des Zn (910°C) liegen. Durch Herausdampfen des Zn aus der Schmelze schwächen das Konzentrationsverhältnis jeder Probenreihe einen Mittelwert. Man muß daher mit dem Konzentrationsverhältnis jedes Elektrodenpaares in der Haupteichkurve eingehen und das zugehörige  $\Delta Y$  entnehmen. Die Differenz zwischen dem bei Anwesenheit eines dritten Partners gemessenen  $\Delta Y$  und dem aus der Haupteichkurve erhaltenen nennen wir  $\Delta(\Delta Y)$ , also

$$\Delta Y_{\text{gemessen}} - \Delta Y_{\text{Haupteichkurve}} = \Delta(\Delta Y).$$

Im folgenden werden diese  $\Delta(\Delta Y)$ -Werte gegen die Konzentration des Zusatzelementes in Diagramm aufgetragen, und zwar jeweils für das Bogenlinienpaar Zn I 3303/Cu I 3308 und für das Funkenlinienpaar Zn II 2502/Cu II 2506.

Die  $\Delta(\Delta Y)$ -Werte sind jeweils aus drei Aufnahmen durch Mittelung gewonnen. Der Funkenerzeuger nach FEUSSNER wird bei allen Untersuchungen in der in der Arbeitsvorschrift angegebenen Anregungsart benutzt.

a) Aluminium in Messing. Für die Untersuchungen standen zwei Probereihen zur Verfügung, eine mit einem mittleren Gehalt von 63,8 (Ms 63) und eine von 85,2 (Ms 85) Gew.-% Kupfer, bezogen auf Gesamtlegierung ohne das Al zu 100% bei variablen Aluminiumgehalt. Die Abb. 2a und 2b zeigen die Einwirkung steigender Aluminiumgehalte auf



( $\Delta Y$ )-Werte der genannten Linienpaare Zn II 2502/Cu I 2506 und Zn I 3303/Cu I 3308.

Beide Diagramme ergeben am ternären System Cu—Zn—Al einen deutlichen Störeffekt durch Aluminium. Weiterhin ist ersichtlich, daß die Verschiebung der ( $\Delta Y$ )-Werte systematisch und monoton mit der Al-Konzentration zunimmt, und zwar ist der Kurvenverlauf für Bogen- und Funkenlinien ähnlich, wobei die Verschiebung der Bogenlinien stets geringer als die der Funkenlinien ist. Der Störeffekt geht offensichtlich gegen einen Grenzwert, da mit wachsendem Al-Gehalt die Änderungen der ( $\Delta Y$ )-Werte rasch abnehmen. Bemerkenswert ist weiterhin der kleine Aluminiumgehalt in den Wendepunkt in den ( $\Delta Y$ )-Kurven bei den Legierungen der Sorte Ms 63.

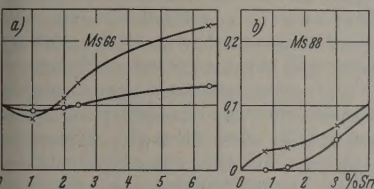


Abb. 3a u. b

b. 3a u. b. Störungskurven für die Intensitätsverhältnisse von Zn II 2502/Cu II 2506 (x) und Zn I 3302/Cu I 3307 (o) durch Zinn als dritter Partner (a Ms 66; b Ms 88)

b. 4a u. b. Störungskurven für die Intensitätsverhältnisse von Zn II 2502/Cu II 2506 (x) und Zn I 3302/Cu I 3307 (o) durch Blei als dritter Partner (a Ms 65; b Ms 88)

b. 5a u. b. Störungskurven für die Intensitätsverhältnisse von Zn II 2502/Cu II 2506 (x) und Zn I 3302/Cu I 3307 (o) durch Mangan als dritter Partner (a Ms 67; b Ms 88)

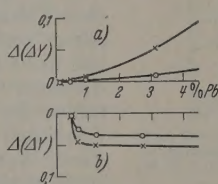


Abb. 4a u. b

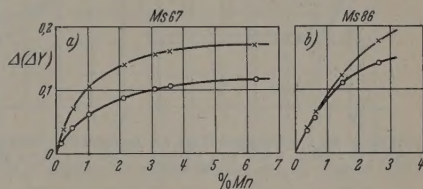


Abb. 5a u. b

ffensichtlich wird die Kurvenform sowie die Stör-  
effektgröße nicht nur von der Aluminiumkonzentration  
bestimmt, sondern auch von dem Konzentra-  
tionsverhältnis der Grundmetalle selbst. Einer  
Vergrößerung des Störeffektes des Funkenlinienpaares  
geht eine Verkleinerung des Störeffektes beim Bogen-  
linienpaar gegenüber.

Diese Ergebnisse unterscheiden sich von den von  
VAN CALKER und WIENECKE am System Al—Mg—Zn  
gefundenen dadurch, daß hier der Störeffluß auf die  
Funkenlinie größer ist als der auf die Bogenlinien,  
während bei VAN CALKER und WIENECKE [4] das Um-  
gekehrte der Fall ist.

b) *Zinn in Messing*. Für die Untersuchung von  
Zinn als drittem Partner in Messing standen zwei  
Legierungsreihen mit 66,0 und 87,8 Gew.-% Kupfer, be-  
zogen auf Gesamtlegierung ohne Zinn zu 100%, zur  
Verfügung.

Auch am System Cu—Zn—Sn tritt eine Beein-  
flussung der Intensitätsverhältnisse von Zn zu Cu  
durch das Sn auf, jedoch scheint der Mechanis-  
mus des Störefflusses wesentlich komplizierter als  
im Al zu sein. Die Legierungen mit 66% Cu (Abb. 3)  
zeigen zunächst einen kleinen negativen Störeffekt,  
der bei etwa 1% Sn ein Minimum erreicht, bei etwa  
2% durch Null geht und dann monoton wachsend  
positiv bleibt. Der Kurvenverlauf für Bogen- und  
Funkenlinien ist wieder ähnlich und, wie schon beim  
Aluminium festgestellt, ist die Beeinflussung der  
Funkenlinien sowohl im positiven als auch im nega-  
tiven Sinne stärker als die der Bogenlinien.

Der Einfluß des Grundmetalles selbst auf den Stör-  
effekt ist auf Abb. 3a zu erkennen. Die Kurven sind  
deutlich verschieden von denen der Abb. 3b und zeigen  
nicht einmal qualitative Ähnlichkeit, obwohl lediglich

das Mengenverhältnis von Cu zu Zn geändert wurde.  
Auch hier ist die Verschiebung der ( $\Delta Y$ )-Werte für  
die Funkenlinien größer als für die Bogenlinien, jedoch  
scheint der Effekt weder für Bogen- noch für Funken-  
linien negativ zu werden. Für die Bogenlinien wird  
die Verschiebung erst für Zinnkonzentrationen größer  
als 1,5% merklich.

c) *Blei in Messing*. Auch für die Untersuchungen  
des Störefflusses von Pb in Messing standen zwei  
Legierungsreihen mit 65,3 bzw. 87,1% Cu zur Verfü-  
gung, bezogen auf Kupfergehalt plus Zinkgehalt  
gleich 100%.

Am ternären System Cu—Zn—Pb ergibt sich  
ebenfalls, daß das Pb störend auf das Intensitäts-  
verhältnis der Spektrallinien der Grundmetalle ein-

wirkt. Die zinkreichen Legierungen (Abb. 4a) zeigen  
einen positiven Störeffekt, der erst bei den Legierun-  
gen mit mehr als 1% Blei merkliche Werte annimmt.  
Der Einfluß auf die Bogenlinien ist aber auch bei  
größeren Pb-Konzentrationen gering. Wie bei Alu-  
minium und Zinn ist die Verschiebung der ( $\Delta Y$ )-  
Werte für die Funkenlinien größer als für die Bogen-  
linien.

Der Einfluß der Konzentrationsverhältnisse der  
Grundmetalle zeigt sich hier besonders gut. Während  
bei zinkreichen Legierungen die Verschiebungen posi-  
tiv sind, sind sie bei den zinkärmeren (Abb. 4b) nega-  
tiv. Der Störeffekt ist bis 0,5% Pb kaum merklich  
und erreicht bei 1% einen praktisch konstanten End-  
wert. Auch hier gilt, daß die Verschiebung der Fun-  
kenlinien dem Betrage nach stets größer als die der  
Bogenlinien ist.

Obwohl die Elemente Sn und Pb in der gleichen  
Gruppe des periodischen Systems stehen und daher  
ähnliche Niveauschemata mit gleicher Multiplizität  
und ähnliche metastabile Zustände haben, kann man  
eine auch nur qualitative Übereinstimmung des Stör-  
effektes nicht feststellen. Die chemische Verwandt-  
schaft der Störelemente bewirkt also keine Analogie  
in den Verschiebungen der ( $\Delta Y$ )-Werte.

d) *Mangan in Messing*. Auch für die Untersuchen-  
gen von Mn als drittem Partner standen zwei Legie-  
rungsreihen zur Verfügung, und zwar mit mittleren  
Kupfergehalten von 66,6 und 85,7 Gew.-%, bezogen  
auf Gesamtlegierung ohne Mn gleich 100%. Die  
Abb. 5a und b geben die Störkurven.

Das Mangan führt gleichfalls zu einer Verschiebung  
der Intensitätsverhältnisse. Der Störeffekt ist für beide  
Ausgangslegierungsreihen positiv und monoton wach-  
send. Die Beeinflussung der Funkenlinien ist wieder



stärker als die der Bogenlinien. Während man an den zinkreichen Legierungen (Abb. 5a) sieht, daß der Störereffekt mit wachsendem Mn-Gehalt offenbar gegen einen Grenzwert geht, ist das an der zinkärmeren Legierungsreihe (Abb. 5b) noch nicht festzustellen, da die Mn-Gehalte anscheinend noch zu klein sind.

Zusammenfassend kann gesagt werden, daß eine Beeinflussung der Intensitätsverhältnisse von Zink zu Kupferlinien bei Anwesenheit von Al, Sn, Pb und Mn beobachtet wird. Die Verschiebungen sind für die Funkenlinien, die eine höhere Anregungsenergie als die

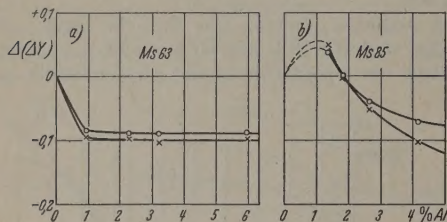


Abb. 6a u. b. Störungskurven für die Intensitätsverhältnisse von Zn II 2502/Cu II 2506 (x) und Zn I 3302/Cu I 3307 (o) durch Aluminium als dritter Partner, aufgenommen in Stickstoffatmosphäre (a Ms 63; b Ms 85)

Bogenlinien besitzen, stets größer als die für die Bogenlinien. Die Größe des Störereffektes ist nicht nur abhängig von der Konzentration des dritten Partners, sondern auch von dem Konzentrationsverhältnis der

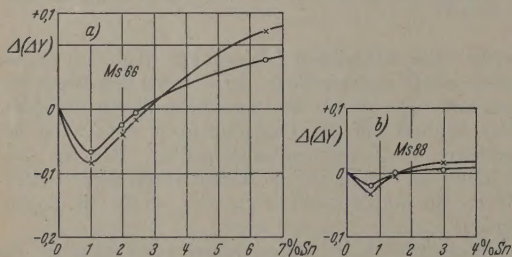


Abb. 7a u. b. Störungskurven für die Intensitätsverhältnisse von Zn II 2502/Cu II 2506 (x) und Zn I 3302/Cu I 3307 (o) durch Zinn als dritter Partner, aufgenommen in Stickstoffatmosphäre (a Ms 66; b Ms 85)

Grundmetalle selbst. Der Mechanismus des Störereffektes scheint nicht einheitlich für alle Störpartner zu sein.

## 2. Der Störereffekt in einer Stickstoffatmosphäre

Nachdem sich bei den Untersuchungen am System Cu—Zn wesentliche Unterschiede in den Störereffekten gegenüber den am System Al—Mg—Zn gemessenen ergeben haben, war es interessant festzustellen, ob sich die Messinglegierungen einer Gasatmosphäre gegenüber anders verhalten, als die von SEITH-HESSLING [3] und VAN CALKER-WIENECKE [4] geprüften, die eine starke Beeinflussung durch  $\text{CO}_2$  und  $\text{H}_2$  jedoch keinerlei Einwirkung von  $\text{N}_2$  beobachtet hatten. Es lag die Vermutung nahe, daß zumindest beim Al-Störereffekt wegen der großen Bildungsenthalpie des  $\text{Al}_2\text{O}_3$  der Sauerstoff eine Rolle spielt und daher wurden die  $\Delta(\Delta Y)$ -Verschiebungen in einer Atmosphäre von technischem Stickstoff beobachtet.

Zur Untersuchung von Funkenentladungen in Fremdgasatmosphäre stand ein Entladungsgefäß mit Quarzfenster zur Verfügung. Es wurde etwa 3 min lang von einem kräftigen Stickstoffstrom durchspült.

Dann wurde der Abflußhahn geschlossen und das Gefäß in dem Entladungsgefäß unter einem Druck gehalten, der etwas größer als der Atmosphärendruck war. Die elektrischen Entladungsbedingungen einschließlich Vorfunkenzeit wurden unverändert beibehalten bei den oben dargestellten Versuchen in Luft. Auch hier wurden die Haupteichkurven, die Verschiebungen gegenüber den Haupteichkurven in Luft zeigen, genommen und für jedes Elektrodenpaar der ungestörte  $\Delta(\Delta Y)$ -Wert entnommen. Durch Vergleich mit den tatsächlich gemessenen Werten erhalten wir wie bei den Störkurven.

Die Abb. 6a und 6b zeigen die Verschiebungen  $\Delta(\Delta Y)$ -Werte von Aluminiummessing in der Atmosphäre von technischem Stickstoff. Ein Vergleich von Abb. 6a mit Abb. 2a die den Störereffekt an den gleichen Elektrodenpaaren in verschiedener Atmosphäre zeigen, ergibt im Gegensatz zu den Beobachtungen von VAN CALKER und WIENECKE [4] und SEITH und HESSLING [3] eine sehr starke Einwirkung durch das Fehlen des Sauerstoffs. Der Störereffekt ändert sein Vorzeichen und ist über weite Bereiche praktisch konstant. Auch hier ist die Beeinflussung der Bogenlinien geringer als die der Funkenlinien. Die Unterschiede sind jedoch nicht groß.

Die Abb. 6b zeigt den Störereffekt an den kupferreichen Cu—Zn—Al-Legierungen. Hier ist bemerkenswert, daß die Verschiebungen zunächst positiv in Luft sind und erst bei etwa 2% Al negativ werden, wobei die Beeinflussung des Bogen- und Funkenlinienpaares zugleich durch Null geht. Bei Aluminiumgehalten kleiner als 1% und kleinen Zn-Gehalten in Stickstoff also keine merkliche Änderung gegenüber der Luft. Erst bei größeren Al- und Zn-Konzentrationen macht sich ein Effekt in der umgekehrten Richtung bemerkbar. Auch hier ist die Beeinflussung der Funkenlinien wieder stärker als die der Bogenlinien.

Die entsprechenden Kurven für Sn als Störpartner sind in den Abb. 7a und 7b dargestellt. Der Störereffekt bei den Zn-reichen Legierungen ähnelt ganz dem in Luft, nur ist das Auftreten der negativen Werte bei kleinen Sn-Konzentrationen in Stickstoff wesentlich ausgeprägter als in Luft. Die Kurven für Ms 66, 0 und Ms 87,8 unterscheiden sich qualitativ kaum voneinander. Auch hier sind die Verschiebungen für die Funkenlinien wieder größer als für die Bogenlinien.

Zusammenfassend kann man sagen, daß das Fehlen von Sauerstoff auf den Störereffekt der Systeme mit Al als drittem Partner einen entscheidenden Einfluß ausübt, wobei vermutlich die Verbindungen  $\text{Al}_2\text{O}_3$  und  $\text{Al}_2\text{S}_3$  das sich besonders leicht bildende  $\text{AlN}$  maßgebend beteiligt sind. Mit Sn als Störelement ergeben sich qualitativ ähnliche Kurven wie in Luft, was wiederum dafür spricht, daß der Störereffekt bei Aluminium und Zinn verschiedene Ursachen hat. Wie in Luft ist die Beeinflussung der Funkenlinien stärker als die der Bogenlinien.

## 3. Abhängigkeit des Störereinflusses von der Gegenelektrode

Nach den Untersuchungen von VAN CALKER und WIENECKE [4] ist bei dem System Al—Mg—Zn die Dampfphase für das Auftreten und das Verschwinden des Störereffektes von entscheidender Bedeutung. Man nutzt man daher als obere Elektrode die zu unterer



hende Legierung und als untere irgend ein Metall, hängt der Störeffekt von der Art der unteren Gegenelektrode ab. An Legierungen der Gattung Al—Mg—Zn läßt sich, daß der Störeffekt vom Siedepunkt und nicht auch vom Dampfdruck der Gegenelektrode abhängt, und zwar in dem Sinne, daß mit größer werdendem Dampfdruck der Gegenelektrode, also mit innerer Siedetemperatur, die Verschiebungen in den  $\Delta(\Delta Y)$ -Werten abnehmen.

Diese Beobachtung konnte an den ternären Systemen Cu—Zn—Al und Cu—Zn—Sn nicht bestätigt werden. Wie Abb. 8 zeigt, in der die Verschiebung  $\Delta(\Delta Y)$ -Werte gegen den Siedepunkt der Gegenelektrode für Al und Sn als störender Partner aufgetragen wurde, ist keinerlei systematische Abhängigkeit der Größen voneinander festzustellen, vielmehr liegen die  $\Delta(\Delta Y)$ -Werte in ungesetzmäßiger Weise. Man sieht man die  $\Delta(\Delta Y)$ -Werte jedoch gegen die Bildungsenthalpie der Oxyde der Gegenelektroden aufgetragen, bekommt man zumindest beim Aluminiummessing einen einigermaßen befriedigenden Kurvenverlauf von der Art, daß mit wachsender Bildungsenthalpie der Oxyde die Größe des Störeffektes abnimmt (Abb. 9). Die Beeinflussung des Energiehaushaltes der Funkenentladung scheint von wesentlich größerer Bedeutung zu sein als die Änderungen der Druckverhältnisse in der Entladungsstrecke bei der Anwesenheit von Gegenelektroden.

Neben dem verschiedenen Verlauf der Störkurven unserer Proben und dem unterschiedlichen Verhalten gegenüber der Stickstoffatmosphäre spricht auch diese Beobachtung dafür, daß dem Einfluß dritter Anodenpartner eine ganze Reihe von verschiedenen Faktoren zugrunde liegen.

#### 4. Änderung des spektralen Charakters

Nach GERLACH und SCHWEITZER [13] benutzt man zur Charakterisierung von Entladungen sog. Fixierungspaare. Ein solches wird gebildet aus einer Bogenlinie einer Funkenlinie eines Elementes. Das Intensitätsverhältnis dieses Linienpaares ändert sich stark mit der Variation der elektrischen Entladungsbedingungen, durch diese Methode zu deren Charakterisierung geeignet erscheint. Die Linien Cu II 2506/Cu I 2618 werden als Fixierungspaar gewählt. Die Abb. 10 zeigt  $\Delta(\Delta Y)$ -Werte aufgetragen gegen die Konzentration der Zusatzelemente Al bzw. Sn.

Es ist deutlich zu sehen, daß der spektrale Charakter durch Aluminium und Zinn systematisch beeinflußt wird, und zwar in dem Sinne, daß das Spektrum mit wachsendem Al- bzw. Sn-Gehalt bogenförmiger wird. Die Vorgabe der äußeren Bedingungen, die Art des Funkenerzeugers, die Kapazität, die Aktivität, der Elektrodenabstand und die Zündung genügen also allein nicht, um die Entladung vollständig zu beschreiben. Geringfügige Änderungen der Elektrodenzusammensetzung können den Entladungscharakter beeinflussen. Wählt man Zn-Linien als Fixierungspaar, so sind die Ergebnisse analog. Auch sie zeigen eine Verstärkung der Bogenlinie bei wachsender Al- bzw. Sn-Konzentration, also ein bogenförmigeres Werden des Spektrums.

Wenn der spektrale Charakter sich ändert, so bedeutet dies physikalisch, daß die Temperaturverhältnisse in der Entladungsstrecke beeinflußt werden. Auf Grund der Sahaschen Gleichung entspricht dem

bogenförmiger Werden eine Verminderung des Ionisierungsgrades, d.h. eine Verringerung der Temperatur. Die Intensität einer Spektrallinie ist aber bekanntlich gegeben durch die Beziehung

$$I_{\nu} = N_0 A_{nm} h \nu e^{-\frac{E_n}{kT}} \frac{g_n}{g_0}, \quad (2)$$

wobei  $g_0$  und  $g_n$  die statistischen Gewichte des Grundzustandes bzw. des angeregten Zustandes sind,  $E_n$  die Anregungsenergie,  $k$  die Boltzmann-Konstante,  $T$  die

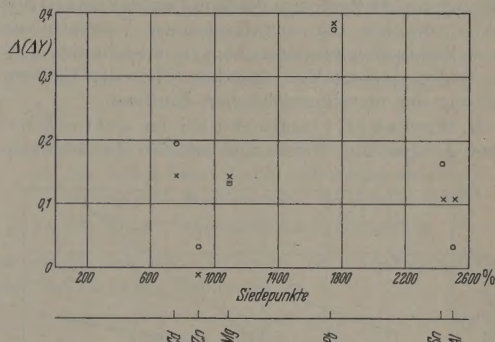


Abb. 8. Verschiebungen der Intensitätsverhältnisse von Zn II 2502/Cu II 2506, aufgetragen gegen den Siedepunkt der Gegenelektrode. Ms 64 mit 5,9% Al (O). Ms 66 mit 6,5% Sn (x)

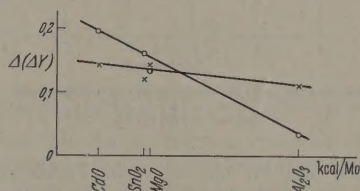


Abb. 9. Verschiebung der Intensitätsverhältnisse von Zn II 2502/Cu II 2506 bei verschiedenen Gegenelektroden, aufgetragen gegen die Bildungsenthalpie der Oxyde der Gegenelektrodenmaterials. Ms 64 mit 5,9% Al (O) und Ms 66 mit 6,5% Sn (x)

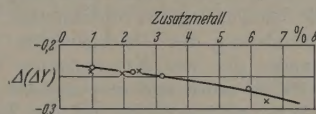


Abb. 10. Veränderung des spektralen Charakters durch Al (O) bzw. Sn (x). Als Fixierungspaar dienen Cu II 2506/Cu I 2618

Temperatur,  $A_{nm}$  die Übergangswahrscheinlichkeit,  $h$  das Plancksche Wirkungsquantum und  $\nu$  die Frequenz. Die Intensität der Spektrallinien ist somit temperaturabhängig, so daß also die Möglichkeit besteht, daß der Störeffekt durch die Temperaturveränderung in der Entladungsstrecke bei Anwesenheit von dritten Legierungspartnern verursacht wird. Die Beeinflussung des spektralen Charakters ist jedoch nicht so groß, daß es plausibel wäre, den Störeffekt überwiegend hiermit erklären zu wollen. Außerdem ändert sich der spektrale Charakter mit wachsendem Sn-Gehalt stärker als mit wachsendem Al-Gehalt, während die  $\Delta(\Delta Y)$ -Verschiebungen mit Al als Störpartner größer als mit Sn sind.

#### 4. Metallurgischer Einfluß und Störeffekt

In der Literatur finden sich einige Anhaltspunkte dafür, daß die Entladung nicht unabhängig von der metallographischen Beschaffenheit der Elektroden ist.



So fand WIENECKE [14] einen Zusammenhang zwischen dem Störeffekt und dem Zustandsdiagramm an den ternären Systemen Sn—Bi—Cd und Sn—Bi—Zn mit Cd und Zn als störende Elemente, den man metallo-graphisch deuten könnte. In einem kurzen Sitzungsbericht wird mitgeteilt, daß M.F. HASLER und C.E. HARVEY [15] einen Einfluß der metallurgischen Eigenschaften des Elektrodenmaterials auf die Entladung festgestellt haben. L.D. FREDERICKSON und J.R. CHURCHILL [16] schildern, daß man bei der Untersuchung von Al-Proben in geschmolzenem Zustand alle Fehler, die mit der metallurgischen Vorgeschichte fester Elektroden zusammenhängen, ausschaltet. Leider fehlen quantitative Angaben über die Größenordnung der metallo-graphischen Einflüsse.

O. WERNER [17] beobachtet bei der spektrochemischen Analyse von Hüttenzink mit den Bestandteilen

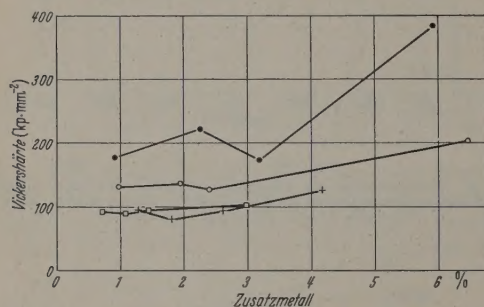


Abb. 11. Vickershärte des Elektrodenmaterials aufgetragen gegen die Konzentration des dritten Partners. (●) Al Ms 63; (○) Sn Ms 63; (×) Al Ms 85; (□) Sn Ms 85

Zn, Cd, Sn und Pb eine deutliche Verstärkung der Sn-Linien bei Zusatz von Pb, während die Linien von Zn und Cd hierdurch nicht beeinflusst werden. Er macht dafür die heterogene Legierungsstruktur verantwortlich, da es gelang, durch metallurgische Maßnahmen, wie Gießen aus der überhitzten Schmelze, die eine Veränderung des Gleichgewichts- und Verteilungszustandes der vier Komponenten zur Folge haben, den Effekt selbst und sein Ausmaß zu beeinflussen. O. WERNER nimmt an, daß das Zinn in der Legierung vorwiegend in dem heterogen ausgeschiedenen Blei, das Kadmium dagegen vorwiegend im Zink lokalisiert sei, so daß in der Bogenentladung das Zinn gewissermaßen in einem Teil-Bleibogen, das Kadmium dagegen in einem Teil-Zinkbogen brenne. Besonders wichtig ist, daß durch Auflösen der Legierungen in Salpetersäure, wodurch natürlich alle metallurgischen Eigenschaften eliminiert werden, auch der „Bleieffekt“ in den Spektren der Lösungen verschwindet.

Auch eine Arbeit von C. MAYORAL [18] ist hier zu nennen, welcher bei der spektrochemischen Analyse von Aluminium-Bronzen eine deutliche Intensitätssteigerung der Kupferlinien mit wachsendem Zinkgehalt der Cu—Al-Legierungen beobachtete. Dieser typische „dritte Partner-Effekt“ konnte, allerdings in einem hier nicht interessierenden Konzentrationsbereich, auf eine Änderung der Kristallstruktur der Legierung zurückgeführt werden, und zwar wird die Intensität der Kupferlinien nur dann größer, wenn die Zinkkonzentration 60% übersteigt, d.h. wenn die intermetallische Verbindung Cu—Al<sub>2</sub> verschwindet.

Aus unseren Beobachtungen lassen sich s. Rückchlüsse auf einen ausschließlich durch Metallstruktur bedingten Effekt nicht ziehen. gegen spricht vor allem der Vorzeichenwechsel Störeffekts bei Aluminium als drittem Partner, die Entladung statt in Luft in einer Stickstoff-sphäre brennt. Weiter spricht dagegen, daß Aluminiummessung mit 63,8% Kupfergehalt größten Verschiebungen der  $\Delta(\Delta Y)$ -Werte zu 0,93% Al und 2,27% Al auftreten, obwohl KÖSTER und MÖLLER [19] bei beiden Konzentrationen  $\alpha + \beta$ -Mischkristalle vorhanden sind, so daß kein Anomalie zu erwarten ist. Dagegen äußert sich Übergang zu den aus  $\beta + \gamma$ -Kristallen bestehenden aluminiumreicheren Legierungen nicht in einer nennwerten Vergrößerung des Störeffektes.

Auch bei den Zinnmessung und Manganmessungen kann der beobachtete Effekt nicht allein die metallurgischen Eigenschaften erklärt werden. Falls es solche metallurgischen Einflüsse beim Messen gibt, müssen sie klein sein gegen die beobachteten Intensitätsverschiebungen. Allerdings ist auf daß alle Störungskurven der Zinnhaltigen Legierungen (Abb. 3a, 3b und 7a, 7b) sowohl in als auch in Stickstoffatmosphäre bei Sn-Konzentrationen um 1% Wendepunkte zeigen. O. BAUER und M. HANSEN [20] weisen in einer Untersuchung den Einfluß von Zinn auf die Konstitution von singleierungen darauf hin, daß „bereits ein Zinnzusatz von mehr als 0,5 bis 1% (je nach Kupfergehalt Vorbehandlung) die Dehnung, Querschnittsverminderung, Kerbzähigkeit und damit die Verformbarkeit ( $\alpha + \beta$ )-Legierungen infolge der Bildung einer spezifischen Kristallart ungünstig beeinflusst.“

Da auch die Härte des Elektrodenmaterials einen Einfluß auf die Intensitätsverschiebungen haben könnte, wurde die Vickers-Härte der Aluminium-Zinnmessungproben aus je zehn Messungen bestimmt und gegen die Zusatzkonzentration des Störpartners in Abb. 11 aufgetragen. Dem größten Härteanstieg beim Al-Messing entspricht die kleinste  $\Delta(\Delta Y)$ -Verschiebung, beim Sn-Messing ist es aber umgekehrt, so daß sich also auch hieraus keine eindeutigen Schlüsse ziehen lassen.

Schließlich versuchten wir noch die metallurgischen Eigenschaften des Elektrodenmaterials durch Temperieren zu verändern, was bei den gegossenen Proben ebenfalls versprechend war. Damit das Zink nicht verdunstet wurde 24 Std bei nur 400°C in einem Muffelofen getempert. Das Spektrum jedes Elektrodenpaares wurde zehnmal aufgenommen, und zwar von getempert und zum Vergleich auch von ungetemperten Proben jeweils auf ein und dieselbe Platte. Für das Legierungspaar Zn II 2501/Cu II 2506 ergibt sich dann ein mittlerer Fehler von

$$f = \frac{m}{\sqrt{10}} = \frac{1,76}{3,16} = 0,56\%.$$

Sowohl Intensitätsänderungen von Zn zu Cu-Linien als auch solche der Linien der dritten Partner selbst wurden untersucht, wobei die Letzteren stets auf Kupferlinien bezogen wurden. In der Tabelle I sind die Verschiebungen der  $\Delta(\Delta Y)$ -Werte aufgeführt. Hier

$$\Delta(\Delta Y) = \Delta Y_{\text{ungetempert}} - \Delta Y_{\text{getempert}}.$$



Aus der Tabelle 1 ergibt sich, daß die metallurgi-  
Beschaffenheit der Elektroden die Entladung tat-  
lich beeinflußt. Dies gilt sowohl für Messing ohne  
en Analysenpartner als auch mit Zusatzmetall.

lle 1. Intensitätsänderungen bei Temperatur der Elektroden

	3. Partner %	$A(\Delta Y)$ Zn II 2502 Cu II 2506	$A(\Delta Y)$ 3. Partner Cu I 2824
4	—	—0,012	—
2	0,93 Al	—0,015	Al I 3082
9	2,27 Al	—0,037	0,006
1	2,40 Sn	—	—
9	3,19 Pb	0,024	Sn I 2840
7	2,75 Pb	—0,025	0,024
1	2,62 Mn	0,021	Pb I 2833
8	1,07 Mn	—	0,019
9	3,60 Mn	—	0,007
1	6,26 Mn	—	Mn I 2795
			0,010
			0,007
			0,011
			—0,036

a Aluminiummessing wird die Zn—Cu-Intensitäts-  
chiebung mit wachsendem Al-Gehalt größer, wäh-  
das untersuchte Zinnmessing beim Tempern  
e Verschiebung zeigt. Das Vorzeichen der Beein-  
ung ändert sich beim Bleimessing je nach dem  
Gehalt. Beim Manganmessing war nur an der  
erreichen Legierung eine Änderung der Zn—Cu-  
nsitätsverhältnisse festzustellen. Die Beeinflus-  
durch die dritten Partner ist abgesehen vom Mn  
er letzten Legierung positiv.

Unsere Messungen bestätigen also die Existenz des  
flusses der metallurgischen Eigenschaften des  
trodenmaterials auf die Entladung. Die  $A(\Delta Y)$ -  
chiebung von —0,037 beim Aluminiummessing mit  
% Al entspricht einer Änderung von 4,6%. Die  
allurgischen Einflüsse dürfen also bei der Durch-  
ung spektrochemischer Analysen nicht vernach-  
gt werden, zumal es sicher möglich ist, die metall-  
lichen Eigenschaften der Elektroden noch wesent-  
stärker zu verändern, als wir es mit der Temperatur  
ur 400° C erreicht haben. Außerdem werden häu-  
egossene Proben mit gezogenen bzw. gewalzten  
lichen, bei denen die Unterschiede sich noch  
entlich stärker auswirken dürften.

### 5. Versuch einer rechnerischen Erfassung des Störeffekts durch Einführung eines Gleichwertigkeitskoeffizienten

Bei der metallmikroskopischen Untersuchung von  
fer-Zinklegierungen lassen sich die  $\alpha$ - und  $\beta'$ -  
hkristalle deutlich nebeneinander erkennen, und  
h Vergleich der Flächenanteile beider Gefüge-  
andteile kann die Zusammensetzung der Legierung  
ntgelt werden. Wird nun bei festgehaltenem Mi-  
ngsverhältnis Cu/Zn eine kleine Menge eines  
en Elementes hinzulegiert, so vermag dies in  
n gewissen Umfang die Funktion des Zinks in der  
erung zu übernehmen; das Verhältnis von  $\alpha$ -Lö-  
zu  $\beta'$ -Mischkristall vergrößert oder verkleinert  
je nach der Art des zugesetzten Metalls.

Versucht man also jetzt auf Grund des Gefüge-  
aus durch Ausplanimetrieren der im Schlifffbild

erkennbaren Gefügebestandteile eine Kupferbestim-  
mung durchzuführen, so läßt sich lediglich ein schein-  
barer Kupfergehalt ermitteln, da ja ein Teil des Zn  
durch den dritten Partner ersetzt wurde. Analog der  
Störung spektrochemischer Analysen durch Fremd-  
bestandteile ergibt sich also auch hier eine Verfälschung  
der Analysenergebnisse. Nach Untersuchungen von  
L. GUILLET [21] kann man die Auswirkung der dritten  
Legierungspartner auf den Gefügebau der Legierung  
ausdrücken durch den sog. Gleichwertigkeitskoeffi-  
zienten des betreffenden Metalls. Ein Element besitzt  
den Gleichwertigkeitskoeffizienten  $t$ , wenn 1% dieses  
Elementes den gleichen Gefügebau hervorruft wie  
 $t$  % Zn, das Ganze auf 100% der Legierung bezogen.

Ist

$A$  der wahre Kupfergehalt der Legierung in Gew.-%

$A'$  der scheinbare durch Gefügeuntersuchung zu  
ermittelnde Kupfergehalt in Gew.-% und

$q$  die Menge des zugesetzten Elementes

so ergibt sich nach GUILLET der Gleichwertigkeits-  
koeffizient dieses Elementes zu

$$t = 1 + 100 \frac{A - A'}{A' \cdot q}, \quad (5)$$

oder der scheinbare Kupfergehalt  $A'$  zu

$$A' = \frac{100 A}{100 + q(t - 1)}. \quad (6)$$

Es ist wesentlich, daß der Gültigkeitsbereich des  
Gleichwertigkeitskoeffizienten sich nur über die Kon-  
zentrationen des dritten Partners erstreckt, in denen er  
restlos von den  $\alpha$ - und  $\beta'$ -Kristallen aufgenommen wird.  
Ist die Menge des Zusatzes so groß, daß eine neue  
Kristallart im Gefüge erscheint, so gelten die Beziehun-  
gen nicht mehr. Mit diesen Einschränkungen ergeben  
sich für die in dieser Arbeit untersuchten Metalle  
die in Tabelle 2 aufgeführten Gleichwertigkeitskoeffi-  
zienten.

Tabelle 2. Metallographische Gleichwertigkeitskoeffizienten für  
Messinglegierungen

Element	Gleichwertigkeits- koeffizient	Element	Gleichwertigkeits- koeffizient
Al	6	Pb	1
Mn	0,5	Sn	2

Es lag nun nahe, die Überlegungen von GUILLET  
auf unsere spektroskopischen Beobachtungen über den  
Einfluß dritter Partner auf die Intensitätsverhältnisse  
der Linien der beteiligten Elemente zu übertragen,  
wobei natürlich nicht zu erwarten war, daß die etwa zu  
ermittelnden spektroskopisch gewonnenen Gleich-  
wertigkeitskoeffizienten mit den metallographisch  
bestimmten Gleichwertigkeitskoeffizienten nach GUILLET  
zahlenmäßig genau übereinstimmen. Nach der  
Feststellung, daß das Zusatzmetall in das Gefüge des  
Messinggrundmetalls eingebaut wird, und hier ein Teil  
des Zinks zu ersetzen vermag, ist einleuchtend, daß der  
Verdampfungsvorgang des Zinks durch den dritten  
Partner anders beeinflußt wird als der des Kupfers,  
womit eine Änderung des Intensitätsverhältnisses von  
Zn- zu Cu-Linien verbunden ist.



Der begrenzte Konzentrationsbereich, in dem mit einem einheitlichen Gleichgewichtskoeffizienten der zugesetzten Metalle gerechnet werden kann, macht es verständlich, daß die in den Abb. 2–5 wiedergegebenen Störeffekte sich nicht alle durch diese Betrachtungsweise erfassen lassen. Dazu sind mit Sicherheit die Konzentrationsbereiche zu groß, und eine Reihe von Effekten, wie chemische Reaktionen, Wechselwirkungen der Bestandteile des Entladungsplasmas, Beeinflussungen des Ionisierungsgrades usw., können

Tabelle 3. *Messinglegierungen mit Al als drittem Partner*  
Berechnung des Gleichwertigkeitskoeffizienten  $t$  nach Gl. (5)

$A$	$q$	$(Y)$	$A'$	$t$
für Ms 62 Mittelwert $\bar{t} = 3,3$				
62,78	0,26	0,005	62,7	1,8
63,34	0,41	0,010	62,8	3,2
62,20	0,94	0,037	60,7	3,7
61,88	2,27	0,130	56,7	5,0
61,83	3,20	0,140	57,5	3,4
61,27	5,91	0,157	55,2	2,9
für Ms 83 Mittelwert $\bar{t} = 3,6$				
85,11	0,24	0,027	84,5	4,0
85,27	0,52	0,055	84,1	3,7
82,86	1,32	0,117	79,3	4,4
83,25	1,84	0,140	79,6	3,5
83,37	2,65	0,167	79,0	3,1
82,80	4,18	0,195	77,5	2,7

vergleichsweise erheblich größere Störungen verursachen. Trotzdem gelingt es, bei einigen Legierungen mit den den beobachteten  $\Delta(\Delta Y)$ -Werten entsprechenden wahren und scheinbaren Kupferkonzentrationen und den zugehörigen Zusätzen an Fremdmetall

Tabelle 4. *Messinglegierungen mit Mn als drittem Partner*  
Berechnung des Gleichwertigkeitskoeffizienten  $t$  nach Gl. (5)

$A$	$q$	$(Y)$	$A'$	$t$
für Ms 63 Mittelwert $\bar{t} = 5,2$				
66,50	0,21	0,040	65,8	6,1
63,80	0,56	0,070	63,1	8,3
64,83	1,07	0,105	61,3	6,4
64,72	2,81	0,138	60,0	4,6
66,70	3,12	0,155	61,1	3,9
63,86	3,60	0,161	57,7	4,0
64,10	6,26	0,170	57,6	2,8
für Ms 85 Mittelwert $\bar{t} = 3,7$				
84,96	0,40	0,045	84,0	3,9
84,76	0,58	0,063	83,3	4,1
84,48	1,47	0,132	81,4	3,6
84,14	2,62	0,175	79,6	3,2

einigermassen übereinstimmende Gleichwertigkeitskoeffizienten zu berechnen. Tabelle 3 zeigt eine entsprechende Zusammenstellung von Messinglegierungen vom Typ Ms 62 und Ms 83 mit abgestuften Zusätzen an Aluminium, aufgenommen in Luft.

Während die maximalen Abweichungen der berechneten Gleichwertigkeitskoeffizienten  $t$  vom Mittelwert  $\bar{t}$  bei der ersten Legierungsreihe etwa 50% betragen, liegen diese bei den Legierungen vom Typ Ms 83 bei rund 25%. Trotz der geringen Meßgenauigkeit und der zahlreichen Unsicherheitsfaktoren liegt hier sicher eine mehr als nur zufällige Übereinstimmung vor. Noch günstiger liegen die Verhältnisse bei

der in Tabelle 4 wiedergegebenen Legierungsreihe vom Typ Ms 85 mit Mn als drittem Partner, für die sich der mittlere Gleichwertigkeitskoeffizient des Mn  $\bar{t}$  von 3,7 errechnet bei einer maximalen Abweichung eines  $t$ -wertes von nur 13,5%.

Bei der im oberen Teil der Tabelle 4 wiedergegebenen Legierungsreihe vom Typ Ms 63 machen sich deutlich noch andersartige Störungen bemerkbar. Über den Gültigkeitsbereich der Überlegungen von GUILLET und die daran angeschlossenen Betrachtungen hinausgehen. Auch bei den übrigen in dieser Arbeit behandelten Legierungsreihen lassen sich Gleichwertigkeitskoeffizienten berechnen, die innerhalb einer Legierungsreihe zwar zum Teil recht gut übereinstimmen, zwischen denen jedoch Werte mit Abweichungen von vielen hundert Prozent auftreten, so daß eine einheitliche Betrachtungsweise nicht möglich ist. Besonders auffällig, und nach dem Verlauf der Messungskurven auch nicht anders zu erwarten, sind die großen Unterschiede zwischen den Meßergebnissen an Sn- und Al-haltigen Messinglegierungen, je nachdem ob sie in Luft oder in Stickstoffatmosphäre aufgenommen wurden. Während die in Tabelle 3 wiedergegebenen Gleichwertigkeitskoeffizienten der Legierungsreihe mit Aluminium bei Aufnahme in Luft nur einigermaßen übereinstimmen, liefert die gleiche Legierungsreihe in Stickstoff gänzlich unzusammenhängende  $t$ -Werte. Entsprechendes gilt für Messing mit Zinn als drittem Partner.

## 6. Diskussion der Ergebnisse

Obwohl die elektrischen und spektroskopischen Eigenschaften kondensierter Funkenentladungen elektrischer Lichtbögen hinsichtlich der hier interessierenden Fragen in zahlreichen Untersuchungen behandelt wurden [22 bis 27], bestehen doch noch recht unklare Vorstellungen über den Verdampfungsvorgang und den Einfluß der Oberflächenbeschaffenheit der Kristallstruktur der Elektroden auf ihn. Weßman weiß man wenig über die Anregungs- und Energieverhältnisse in der Entladungsstrecke, die Bedeutung des Dampfdrucks des Elektrodenmaterials und die Einflüsse der umgebenden Atmosphäre.

Legiert man zu einem Zweistoffsystem einen dritten Partner hinzu, so ändern sich mit den metallischen Eigenschaften der Elektroden der Partialdruck ihrer Bestandteile im Plasma, der Ionisierungsgrad und die Anregungsverhältnisse. Dadurch machen sich auch die umgebende Gasatmosphäre als unheimlicher Partner der Anregungsprozesse bei der Wesenheit eines dritten Elementes unterschiedlich bemerkbar. Daraus folgt, daß sich auch die elektrischen und optischen Daten der Funkenentladung ändern, was WIENECKE an den von ihm untersuchten Systemen durch Beobachtung der Brennspannung und der linear gleichgerichteten Funkenströme in Abhängigkeit von der Konzentration des Störpartners bestätigen konnte. Schließlich sind, wie T. TÖRÖ und S. CSÉTI [27] zeigen konnten, mit Sicherheit Änderungen der Verdampfungsvorgänge durch den dritten Partner zu erwarten.

Die Störkurven an Messing mit Al, Sn, Pb und Zinn zeigen keinen einheitlichen Verlauf. Allen gemeinsam ist die stärkere Beeinflussung der Funkenkurven über den Bogenlinien, so daß sich für die Funken-



zu denen, verglichen mit den Bogenlinien eine höhere Anregungsenergie gehört, eine stärkere Ankerheit gegen Änderungen der Entladungsbedingungen ergibt. Dies ist zu verstehen auf Grund der Beobachtung, daß der Ionisierungsgrad des Plasmas und damit der spektrale Charakter einer Entladung stark von den elektrischen Daten abhängt. Wir haben in diesem Zusammenhang bei Messungen an Flammen Wechselwirkungsprozesse nach der Art der hier behandelten Einwirkungen dritter Partner auf die spektrale Emission beobachten können, die sich unmittelbar aus den auftretenden Änderungen des Ionisierungsgrades verstehen lassen<sup>1</sup>.

### Zusammenfassung

Die Reproduzierbarkeit der spektralen Anregung von Messinglegierungen stark von den elektrischen Entladungsbedingungen abhängt, müssen diese für quantitative spektroskopische Untersuchungen über die Auswirkung dritter Partner bei Cu—Zn-Legierungen sorgfältig konstant gehalten werden. Es wird eine Untersuchungsvorschrift für die Messinganalyse mit dem Messing-Funkenerzeuger angegeben, und die Intensitätskurve für das Linienpaar Zn II 2502,0/2506,4 Å festgelegt. Zusätze von Al, Sn, Pb und zeigen einen Einfluß auf die Intensitätsverhältnisse von Zn/Cu-Linienpaaren, wirken sich aber unterschiedlich aus. Die Änderungen dieser Intensitätsverhältnisse mit der Konzentration der dritten Partner in jeweils für Legierungen vom Typ Ms 63 und 65 wiedergegeben. Die Beeinflussung der Funkenentladung ist stets größer als die der Bogenlinien. Aus Untersuchungen in Fremdatmosphäre ergibt sich, daß die Wahl der Sauerstoff als auch der Stickstoff an der Bildung der Wechselwirkungseffekte beteiligt sind. Der Zusammenhang zwischen der Größe der Intensitätsverschiebung und der Siedetemperatur der Gegenelektrode konnte für Legierungen der Gattung Cu—Zn im Vergleich mit solchen der Gattung Al—Mg nicht bestätigt werden. Es ergibt sich jedoch eine Abhängigkeit der Verschiebung von der Bildungsenthalpie der Oxyde der Gegenelektrodenmaterials. Der spektrale Charakter der Entladung zwischen Messingelektroden wird durch

Zusatz von Al bzw. Sn bogenförmiger. Die metallurgischen Eigenschaften des Elektrodenmaterials haben einen deutlichen Einfluß auf die Entladung. Innerhalb kleiner Konzentrationsbereiche, in denen der dritte Legierungspartner restlos von den  $\alpha$ - und  $\beta$ -Mischkristallen aufgenommen wird, ohne daß eine neue Kristallart auftritt, kann in Analogie zu metallkundlichen Gefügeuntersuchungen von GUILLET auch aus den spektroskopischen Daten ein Gleichwertigkeitskoeffizient berechnet werden. Innerhalb seines Gültigkeitsbereiches ist man daher in der Lage, die auftretenden Störungen zu erfassen.

Für die Überlassung der in dieser Arbeit untersuchten Messingelektroden sind wir den Metallwerken R. und G. Schmölle, Menden (Sauerland) zu besonderem Dank verpflichtet. Der Deutschen Forschungsgemeinschaft danken wir für Unterstützung der Arbeit.

**Literatur:** [1] GERLACH, W.: Z. anorg. allg. Chem. **142**, 383 (1925). — [2] BALZ, G.: Z. Metallkde. **30**, 207 (1938). — [3] SEITZ, W., u. H. HESSLING: Z. Elektrochem. **49**, 211 (1943). — [4] CALKER, J. VAN, u. R. WIENECKE: Z. angew. Phys. **4**, 210 (1952). — [5] ROSCHANSKY, D.: Ann. d. Phys. **36**, 281 (1911). — [6] KAISER, H., u. A. WALLRAFF: Z. Physik **112**, 215 (1939). — [7] BRECKPOT, R.: Naturwet. Tijdschr. **16**, 139 (1934). — [8] SMITH, D.M.: Coll. Pap. Met. Anal. by the Spectrograph, London, 1945. — [9] CARL ZEISS-Jena Druckschr. Mess 266 III. — [10] YOUNG, L.G., and J.M. BERRIMAN: Nature, Lond. **166**, 435 (1950). — [11] EVANS, D.V., and D. JOHNSTON: Metallurgia, Manch. **51**, 261 (1935). — [12] KAISER, H.: Spectrochim. Acta **3**, 159 (1948). — [13] GERLACH, W., u. E. SCHWEITZER: Die chemische Spektralanalyse, Teil I. Leipzig 1930. — [14] WIENECKE, R.: Diss. Münster 1952. — [15] HASLER, F.M., and C.E. HARVEY: J. opt. Soc. Amer. **40**, 262 (1950). — [16] FREDERICKSON, L.D., u. J.R. CHURCHILL: Spectrochim. Acta **5**, 507 (1953). — [17] WERNER, O.: Metall **12**, 697 (1958). — [18] MAYORAL, C.: An. real. Soc. esp. Fis. Quím. B **48**, 775 (1952). — [19] KÖSTER, W., u. K. MOELLER: Z. Metallkde. **33**, 278 (1941). — [20] BAUER, O., u. M. HANSEN: Z. Metallkde. **22**, 387 (1930). — [21] GUILLET, L.: Rev. Métall. **10**, 1130 (1913). — [22] MAECKE, H.: Ergebn. exakt. Naturw. **25**, 293 (1951). — [23] WEIZEL, W., u. R. ROMPE: Theorie elektrischer Lichtbögen und Funken. Leipzig 1949. — [24] DEINUM, W., u. F. DE BOER: Spectrochim. Acta **2**, 318 (1944). — [25] CALKER, J. VAN, u. R. WIENECKE: Forschungsber. Wirtsch. u. Verkehrsmin. Nordrhein-Westf. Nr. **141**, 1955. — [26] CALKER, J. VAN: Z. Naturforsch. **10a**, 697 (1955). — [27] TÖRÖK, T., u. S. CSÉTI: Mikrochim. Acta **1958**, 538.

Professor Dr. JAN VAN CALKER,  
Münster, Physikalisches Institut der Universität  
Dipl.-Phys. Dr. HERBERT BRAUNSCHE,  
(Jetzt: Wiesbaden, Biebricher Allee 78)

Bisher nicht veröffentlichte Untersuchungen von J. VAN CALKER und W. TAPPE, die demnächst in dieser Zeitschrift erscheinen sollen.

## Lanosterin, ein organisches, nichtlineares Dielektrikum

VON GERHARD HELWIG

Mit 10 Textabbildungen

(Eingegangen am 19. März 1959)

Als nichtlineare Dielektrika bezeichnet man solche, deren relative Dielektrizitätskonstante (DK) von der angelegten Feldstärke abhängig ist. Hierzu gehören vor allem die Ferroelektrika, z.B. BaTiO<sub>3</sub>, PbTiO<sub>3</sub>, PO<sub>4</sub> usw. [1], [2]. Bei einigen organischen Dielektrika ist eine Feldstärkeabhängigkeit der DK ebenfalls beobachtet worden [3], jedoch sind die Änderungen nur sehr gering. So findet man z.B. bei Vinylchlorid einen Anstieg von  $\epsilon$  um  $2 \cdot 10^{-4}$  bei einer Feldstärke von 50000 V/cm.

Eine organische Substanz mit wesentlich höherer Feldstärkeabhängigkeit der DK fanden wir bei der Suche nach Imprägniermitteln hoher DK und niedriger Verluste für Metallpapier-Kondensatoren im Lanosterin<sup>1</sup> [4]. Es ist ein Bestandteil des Wollfettes und chemisch ein Triterpenalkohol mit der in Abb. 1 dargestellten Struktur [5], [6]. Die an einem Benzolring anhängende OH-Gruppe stellt einen Dipol dar und ist

<sup>1</sup> In der englischen Schreibweise als „Lanosterol“ bezeichnet.



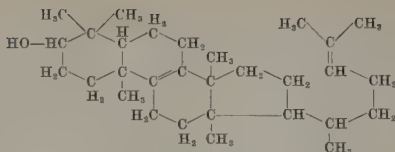
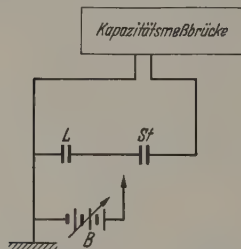
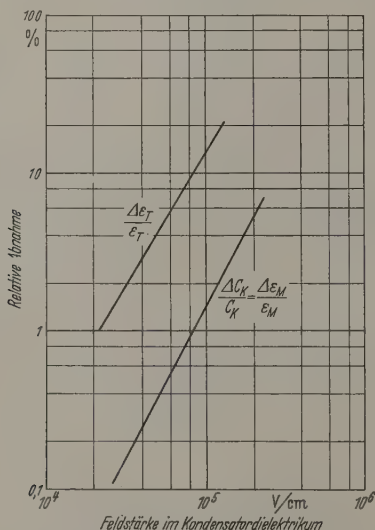
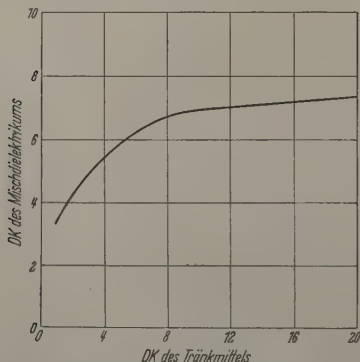


Abb. 1. Chemische Struktur des Lanosterin-Moleküls

Abb. 2. Anordnung zur Messung von Kapazitätsänderungen in Abhängigkeit von der Feldstärke im Dielektrikum. *L* Mit Lanosterin imprägnierter Kondensator bzw. plattenförmige Probe der Substanz. *Sf* Styroflex-Kondensator. *B* Batterie mit abgreifbarer Spannung zum Aufladen der KondensatorenAbb. 3. Feldstärkeabhängigkeit der relativen momentanen Abnahme von Kondensatorkapazität  $C_K$  bzw. DK des Kondensator-Mischdielektrikums  $\epsilon_M$  und von der DK des Tränkmittels  $\epsilon_T$ Abb. 4. Abhängigkeit der DK des Mischdielektrikums Papier-Tränkmittel  $\epsilon_M$  von der DK des Tränkmittels  $\epsilon_T$  bei Papierdichte 1,2 g/cm<sup>3</sup> nach SAKAMOTO und YOSHIDA [7]

als Ursache der hohen DK von  $\sim 14$  anzusehen. Lanosterin tritt sowohl mit kristalliner, als auch glasiger Struktur auf. Erstere erhält man beim Kristallisieren der Substanz aus Lösungen, letztere beim raschen Abkühlen der Schmelze (Schmelztemp.  $\sim 141^\circ\text{C}$ ). Die hohe DK und ihre Feldstärkeabhängigkeit haben wir nur bei der glasigen Modifikation festgestellt.

Die Messungen der Feldstärkeabhängigkeit der Kapazität wurden teils an plattenförmigen Proben der glasig erstarrten Substanz, teils an mit Lanosterin imprägnierten Metallpapier-Kondensatoren mit einer Dielektrikumsdicke von 14  $\mu\text{m}$  (Metallpapier = 7  $\mu\text{m}$ , Zwischenlage = 7  $\mu\text{m}$ , Papierdichte 1,2 g/cm<sup>3</sup>) durchgeführt.

## DK bei kurzzeitiger Gleichspannungsbelastung

### a) Messungen an MP-Kondensatoren

Belastet man MP-Kondensatoren, die mit Lanosterin getränkt wurden, während der Kapazitätsmessung mit überlagerter Gleichspannung, so ergibt sich eine momentane Kapazitätsabnahme feststellbar, die nach dem Abschalten der Gleichspannung sofort wieder die ursprüngliche Kapazität annimmt. Die Messungen wurden mit einer Siemens-Kapazitätsmeßbrücke bei einer Meßfrequenz von 800 Hz durchgeführt. Abgelesen wird die Meßanordnung. Der Prüfling wurde mit einem Styroflex-Kondensator vergleichbarer Kapazität in Reihenschaltung mit der Meßbrücke verbunden. Die Gleichspannungsvorbelastung erfolgte durch Aufladen der miteinander verbundenen Beine beider Kondensatoren. Hierzu wurde eine Spannungsquelle kurzzeitig an die Verbindungsleitung gelegt. Die sich im geladenen Zustand einstellende Reihenkapazität konnte dann in Abhängigkeit von der Ladungsspannung gemessen werden.

Die jeweilige Kapazität  $C_K$  des Prüflings wurde aus der Reihenskapazität und der Kapazität des Styroflexkondensators errechnet und ihre relative Abnahme  $\Delta C_K/C_K$  in Abb. 3 in Abhängigkeit von der Belastungsfeldstärke für das Kondensatordielektrikum eingetragen. Bezeichnen wir die DK des Kondensatormischdielektrikums als Tränkmittel-Papier  $\epsilon_M$ , so ist  $\Delta C_K/C_K$  auch identisch mit  $\Delta \epsilon_M/\epsilon_M$ . Man findet für die Änderung von  $C_K$  oder  $\epsilon_M$  eine Abhängigkeit von der Feldstärke in der Form

$$\Delta C_K/C_K = \Delta \epsilon_M/\epsilon_M = -a\phi^b,$$

wobei für  $b=1,90$  gefunden wurde und somit die Abnahme nahezu eine quadratische Abhängigkeit besteht.

Vergleichsversuche mit anderen Kondensatortypen, wie MP- und Papierfolien-Kondensatoren, Wachs-, Öl-, Nibrenwachs- und Clophentränkung, auch mit Kunststoffolien-Kondensatoren ergaben unter gleichen Versuchsbedingungen keine meßbare Kapazitätsveränderung, so daß die beobachtete Kapazitätsänderung allein auf das Lanosterin zurückgeführt werden muß.

Im Mischdielektrikum Tränkmittel-Papier hat das dem verwendeten hochsattinierten Papier mit einer Dichte 1,2 g/cm<sup>3</sup> das Tränkmittel nur einen kleinen Anteil an der DK des Mischdielektrikums. Daher nimmt bei der Belastung die DK des Tränkmittels  $\epsilon_T$  noch stärker als die des Mischdielektrikums  $\epsilon_M$  zu.  $\epsilon_T$  läßt sich errechnen, wenn man den vom Satina-



abhängigen Tränkmittel- und Papierfaseranteil Mischdielektrikums kennt und plausible Annahmen über Richtung und Verteilung der Papierfasern macht. Eine neuere und mit unseren Erfahrungsergebnissen vorzüglich übereinstimmende Rechnung von KAMOTO und YOSHIDA [7] ergibt für Papier der Dichte  $1,2 \text{ g/cm}^3$  den in Abb. 4 dargestellten Zusammenhang zwischen DK des Mischdielektrikums  $\epsilon_M$  und DK des Tränkmittels  $\epsilon_T$ . Benutzt man diese Werte, so findet man die in Abb. 3 zusätzlich eingezeichnete Gerade, die die Änderung der DK des Tränkmittels  $\Delta\epsilon_T/\epsilon_T$  wiedergibt. Während der Abfall der DK des Mischdielektrikums fast quadratisch mit der Feldstärke verläuft, findet man für den Gang des Tränkmittel-DK einen niedrigeren Wert von  $1,64$ . Dabei ist allerdings zu beachten, daß die als Kurze aufgetragene Feldstärke sich auf das Mischdielektrikum und nicht auf den Tränkmittelanteil bezieht.

#### b) Messungen am Tränkmittel

Zur direkten Messung der  $\epsilon_T$ -Änderung in Abhängigkeit von der Feldstärke wurde das Material in Plattenform gegossen (Dicke etwa  $2,2 \text{ mm}$ ) und es wurden mit Leitsilber beidseitig Elektroden von etwa  $1 \text{ cm}$   $\varnothing$  aufgebracht. Mit der gleichen Schaltung wie in Abb. 2 wurde auch hier die C-Änderung in Abhängigkeit von der Ladespannung verfolgt, daraus  $\epsilon_T/\epsilon_T$  errechnet und in Abhängigkeit von der Feldstärke in Abb. 5 aufgetragen. Hier erhält man empirisch auch wieder den schon beim Kondensator gefundenen Zusammenhang

$$\Delta\epsilon_T/\epsilon_T = -aE^b,$$

mit  $b=1,29$ . Zu erwähnen ist noch der Vollständigkeit halber, daß die momentane DK-Abnahme durch Gleichspannungsbelastung auch hier unabhängig ist von der Polung und damit von der Richtung des Feldes.

halten bei langdauernder Gleichspannungsbelastung

#### a) Messungen an Kondensatoren

Wir beobachteten, daß mit Lanosterin getränkte Kondensatoren nach längerer Gleichspannungsbelastung auch noch längere Zeit nach der Entladung eine Kapazitätsabnahme gegenüber dem Zustand vor der Belastung zeigten. Dieser Effekt wurde weiter untersucht und wir erhielten dabei folgende Ergebnisse.

Die Kapazitätsabnahme durch langdauernde Belastung ist zeitabhängig. Die Zeitabhängigkeit wiederum ist stark temperaturabhängig.

In Abb. 6 sind charakteristische Kurven des Kapazitätsabfalls mit der Zeit bei  $+20^\circ \text{C}$  — Parameter Ladespannung — eingezeichnet. Die Abnahme ist auch in diesem Fall wie bei der kurzzeitigen Belastung polungsunabhängig. Läßt man die belasteten Kondensatoren unbelastet längere Zeit liegen, so steigt die Kapazität wieder langsam auf ihren alten Wert an. Der Endwert der Kapazitätsabnahme bei fortwährender Spannungsbelastung ist temperaturabhängig wie Abb. 7 zeigt, sie ist geringer bei höheren Temperaturen. Sehr stark abhängig von der Temperatur ist aber die Geschwindigkeit, mit der die Abnahme erfolgt. In Abb. 8 ist die Zeit, nach der 90% des Endabfalls erreicht wurden, in Abhängigkeit von der Temperatur aufgetragen. Die Geschwindigkeit

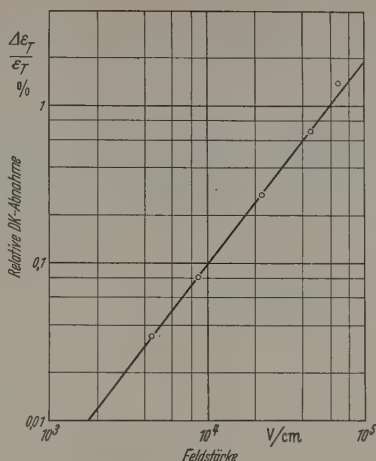


Abb. 5. Momentane, reversible DK-Abnahme von glasig erstarrtem Lanosterin (plattenförmige Probe)

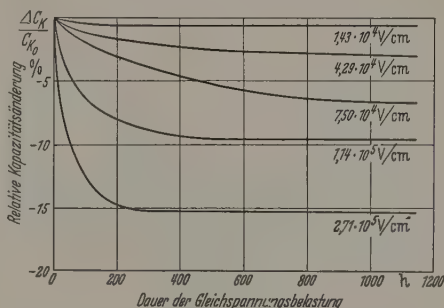


Abb. 6. Zeitlicher Kapazitätsabfall bei  $+20^\circ \text{C}$  von mit Lanosterin imprägnierten MP-Kondensatoren durch Gleichspannungsbelastung. Parameter: Feldstärke im Dielektrikum. Prüflinge bei der Messung nicht mit Gleichspannung belastet

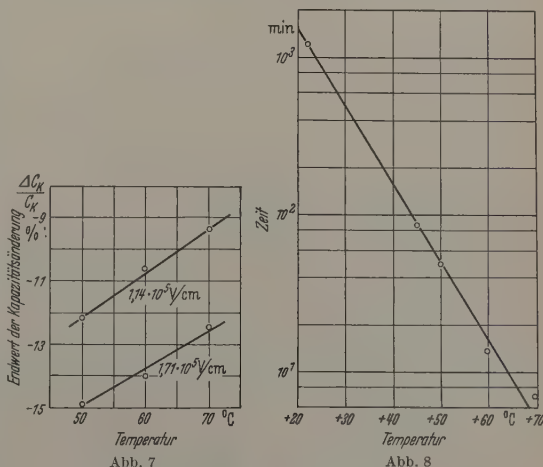


Abb. 7. Temperaturabhängigkeit des Endwertes der Kapazitätsabnahme bei Gleichspannungsbelastung. Parameter: Feldstärke im Dielektrikum. Prüflinge bei Messung mit Gleichspannung belastet

Abb. 8. Temperaturabhängigkeit der für einen Kapazitätsabfall auf 90% des Endwertes benötigten Zeit bei einer Feldstärke von  $1,71 \cdot 10^5 \text{ V/cm}$ . Prüflinge bei Messung mit Gleichspannung belastet

des Wiederanstiegs der Kapazität bei spannungsloser Lagerung ist in etwa gleicher Weise temperaturabhängig wie die Kapazitätsabnahme.



Bei den Messungen der Werte von Abb. 6 waren die Prüflinge nicht mit Gleichspannung belastet, da die jeweiligen Kapazitätswerte sich innerhalb der Meßzeit nicht merklich änderten, dagegen mußten die Messungen bei höheren Temperaturen (Abb. 7 und 8) wegen der raschen Erholung unter Gleichspannungsbelastung durchgeführt werden. Ein Vergleich der Absolutwerte von Abb. 6 mit den Abb. 7 und 8 ist wegen des später in Abb. 9 beschriebenen Überlagerungseffektes nicht möglich.

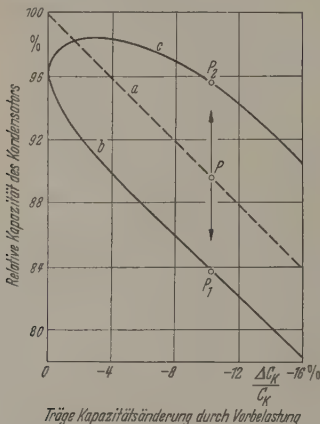


Abb. 9. Relative Kapazität in Abhängigkeit von langdauernder Vorbelastung mit einer Gleichfeldstärke von  $8,57 \cdot 10^5$  V/cm und überlagerter kurzzeitiger Belastung mit  $1,71 \cdot 10^6$  V/cm verschiedener Polung. Anfangswert = 100% relative Kapazität bzw.  $\Delta C_K / C_K = 0$ . a Messung ohne zusätzliche Spannungsbelastung; b Messung mit Spannungsbelastung, Polung wie bei Vorbelastung; c Messung mit Spannungsbelastung, Polung umgekehrt wie bei Vorbelastung

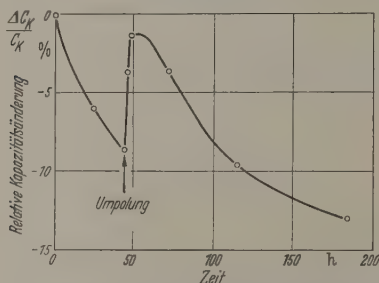


Abb. 10. Zeitlicher Verlauf der trägen Kapazitätsänderung durch Belastung mit 380 V Gleichspannung bei Umpolung (Temperatur: +20 °C)

#### b) Messungen an plattenförmiger Lanosterin-Probe

Die Dauerbelastung wurde bei einer Platte mit 30 kV durchgeführt (entsprechend  $1,25 \cdot 10^5$  V/cm) und auch hier eine bleibende DK-Abnahme festgestellt. Sie betrug allerdings wegen der im Vergleich zu den Verhältnissen im Kondensator-Dielektrikum niedrigeren Feldstärke nur etwa 1%.

#### Deutung der Versuchsergebnisse

Die Ergebnisse führen zu der Annahme, daß die beobachteten Effekte auf eine feldabhängige Dipolverlagerung zurückzuführen sind. Auf den durch die OH-Gruppe (Abb. 1) gebildeten Dipol wird im elektrischen Feld ein Drehmoment ausgeübt, das ihn aus seiner wirksamen Lage in eine weniger wirksame dreht. Ob es sich dabei um eine Verbiegung der C-Valenz, an der der Dipol hängt, handelt, oder ob das ganze

Molekül verlagert wird, kann noch nicht entschieden werden, jedoch erscheint die Valenzverbiegung wahrscheinlicher. Das Drehmoment selber resultiert aus, daß auf das  $H^+$ -Ion und das  $O^-$ -Ion im gleichen, aber entgegengesetzt gerichtete Kräfte geübt werden. Die beiden Drehmomente heben wegen der verschiedenen Abstände der Ladungen dem C-Atom aber nicht auf, sondern das durch  $H^+$ -Ion erzeugte Drehmoment überwiegt. Die Verlagerung kann nun, wie die Versuche zeigen:

- a) reversibel momentan mit der Feldbelastung ein elastischer Vorgang auftreten,
- b) bei langdauernder Belastung jedoch, offensichtlich durch thermisch bedingte Verlagerung Nachbarmoleküle, zeitweilig fixiert werden und Abschalten des Feldes nur träge wie nach einer gedämpften elastischen Verformung wieder zurückgehen.

Für die ungefähre Richtigkeit dieser Vorstellungen sprechen nachstehende Versuchsergebnisse:

Die Zeitkonstante der trägen Verlagerung (Abb. 6) ist stark temperaturabhängig, was auf die Mitwirkung der thermischen Molekülbewegung hindeutet. Fest ist auch der Endwert der Abnahme geringer höherer Temperatur (Abb. 7), da die Dipolausrichtung im Feld durch die thermische Bewegung gestört wird.

Wird an einen Prüfling, in dem vorher entsprechend Abb. 6 die Dipole durch verschiedene lange Belastungszeiten eine zeitweilige fixierte Vorzugsrichtung gehalten, während der Messung eine Gleichspannung gelegt, so ist — anders als beim vorher nicht belasteten Prüfling — die nun eintretende Kapazitätsänderung von der Polung abhängig. Ist die Polung umgekehrt, so sollte die Kapazität noch weiter abnehmen, ist sie gleich, sollte sie in dem Maß, wie die Dipole in eine wirksamere Lage zurückgedreht werden, wieder zunehmen. Abb. 9 zeigt, wie sich von verschiedenen Werten der durch Vorbelastung erzeugten Kapazitätsabnahme ausgehend die Kapazität kurzzeitiger Belastung ändert: je nach Polung kommt man z.B. von Punkt P ausgehend entweder auf Punkt P<sub>1</sub> oder P<sub>2</sub>. Unabhängig von der Polung ist die momentane Kapazitätsabnahme nur bei fehlender Vorbelastung, hier laufen die Kurven bei 96% zusammen entsprechend einer 4%igen Kapazitätsabnahme.

Nach der in Abb. 6 dargestellten Zeitabhängigkeit nimmt die Kondensator-Kapazität bei Belastung einem Gleichfeld unabhängig von der Polung ab, da die Dipole sich je nach Feldrichtung in eine der beiden möglichen unwirksamen Lagen einstellen. Unter sonst gleichen Bedingungen ist bei einem Polwechsel nach längerer Vorbelastung ein träges Schwenken der Dipole in die jeweilig entgegengesetzte Lage zu erwarten, wobei sie dann notgedrungen ihre wirksamste Stellung passieren müssen. Dies sollte nach der Umpolung ein anfänglicher, über das Maximum verlaufender Anstieg der Kapazität einem anschließenden erneuten Abfall zu entsprechen sein. In der Tat findet man, wie Abb. 10 zeigt, die Annahme experimentell voll bestätigt.

#### Zusammenfassung

Lanosterin zeigt als Dielektrikum einige bemerkenswerte Eigenschaften, von denen neben seiner hohen Dielektrizitätskonstanten und seinen niedrigen



erlustwerten insbesondere die Feldstärkeabhängigkeit der DK hervorzuheben sind. Bei kurzer Gleichspannungsbelastung tritt ein momentaner irreversibler Abfall der DK ein, der bei längerer Belastung in einen teilweise bleibenden übergeht, bei dem die Erholung etwa gleicher Geschwindigkeit wie der Abfall abfällt. Es wurde versucht, diese Erscheinung als eine in der Feldstärke abhängige Dipolverlagerung zu erklären.

Für die Verwendung als Kondensator-Tränkmittel dieser Effekt zwar unerwünscht. Er erscheint uns aber erwähnenswert, weil unseres Wissens organische Elektrolytika mit entsprechend starker Feldstärkeabhängigkeit der DK noch nicht bekannt sind.

Für die Anregung zu dieser Arbeit danke ich den Herren Dr. E. GROTTTEL und Dr. J. ROTTGARDT und für die Durchführung der Messungen Frau I. REINHART.

**Literatur:** [1] ROBERTS, S.: Phys. Rev. **71**, 890 (1947). — [2] HIPPEL, A. R. v.: Dielectric Materials and Applications. London 1954. — [3] MESSNARD, G., et L. EYRAUD: C. R. Acad. Sci., Paris **237**, 1406—1407 (1953). — [4] DBP Nr. 846 140 v. 21. 3. 1951. — [5] RUZICKA, L. u. a.: Helv. chim. Acta **35**, 2065, 2414 (1952). — [6] VOSER, W.: Diss. ETH Zürich 1953. — [7] SAKAMOTO, T., and Y. YOSHIDA: ETJ of Japan, März 1956, S. 3.

Dr. GERHARD HELWIG,  
Standard Elektrik Lorenz AG.,  
Bauelementewerk SAF Nürnberg

## Über hydromagnetische Wellen in Plasmen

VON WINFRIED OTTO SCHUMANN

(Eingegangen am 23. April 1959)

In einer Arbeit [1] habe ich gezeigt, daß in einem Plasma mit einem äußeren aufgeprägten Magnetfeld  $B$  durch elektrische Felder  $E$  senkrecht zur Richtung von  $B$ , Trägerbewegungen senkrecht zur Richtung von  $E$  erzeugt werden, die unter der Annahme  $\Omega \gg \omega$ ,  $\gg v$  ( $\Omega = \frac{e}{m} B$  Gyrationfrequenz der Träger, Stoßzahl der Träger je sec) so verlaufen, daß in der Richtung von  $E$  die Teilchengeschwindigkeit sehr gering wird, senkrecht zu  $E$  und  $B$  dagegen die Teilchengeschwindigkeit gleich  $E/B$  wird, unabhängig von Ladung und Masse der Träger. Wenn also obige Bedingungen für Ionen und Elektronen erfüllt ist, so wird durch ein elektrisches Feld praktisch kein Strom im Plasma erzeugt, und das Plasma verhält sich bei seiner Wellenausbreitung ganz anders, als in dem üblichen Fall, wo nur die Bewegungen der Elektronen berücksichtigt werden. Bekanntlich sind in einem Plasma mit einem Magnetfeld  $B$  in  $z$ -Richtung die magnetischen Komponenten der DK gegeben durch [1], Gl. (2) in  $x$ - und  $y$ -Richtung.

$$\left. \begin{aligned} \varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy} &= \varepsilon_0 \left[ 1 + \left( \frac{\omega_0^2}{j\omega} \frac{\nu + j\omega}{\Omega^2 + (\nu + j\omega)^2} \right)_{El} + \left( \frac{\omega_0^2}{j\omega} \frac{(\nu + j\omega)}{\Omega^2 + (\nu + j\omega)^2} \right)_{Ion} \right] \\ \varepsilon_{xy} = -\varepsilon_{yx} &= \varepsilon_0 \left[ \left( \frac{\omega_0^2}{j\omega} \frac{\Omega}{\Omega^2 + (\nu + j\omega)^2} \right)_{El} + \left( \frac{\omega_0^2}{j\omega} \frac{\Omega}{\Omega^2 + (\nu + j\omega)^2} \right)_{Ion} \right] \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

$$\omega_0^2 = \frac{Ne^2}{\varepsilon_0 m} \quad \text{bzw.} \quad \omega_E^2 = \frac{NE^2}{\varepsilon_0 m_E}, \quad \omega_J^2 = \frac{NJ^2}{\varepsilon_0 m_J}$$

die Resonanzfrequenz des Plasmas für Elektronen bzw. für Ionen. Ist  $\Omega \gg \frac{\omega}{\nu}$ , so wird aus  $\varepsilon_{xy}$

$$\varepsilon_{xy} \approx \varepsilon_0 \left[ \left( \frac{\omega_0^2}{j\omega\Omega} \right)_{El} + \left( \frac{\omega_0^2}{j\omega\Omega} \right)_J \right]. \quad (2)$$

Nun ist  $\frac{\omega_0^2}{\Omega} = \frac{Ne}{\varepsilon_0 B}$  und ist für Ionen und Elektronen gleich groß, hat aber entgegengesetztes Vorzeichen,

so daß  $\varepsilon_{xy}/\varepsilon_0 \approx 0$  wird, während  $\varepsilon_{xx}/\varepsilon_0$  äußerstenfalles gegen 1 geht. Es wird also  $\varepsilon_{xy} \ll \varepsilon_{xx}$  und daraus folgt, daß für Wellen längs und quer zum Magnetfeld, [2], ungefähr die gleichen Ausbreitungsgesetze gelten, in scharfem Gegensatz zu dem, was sich bei Berücksichtigung der Elektronen allein ergibt. Dies werden auch die folgenden Rechnungen zeigen.

### I. Welle in Richtung des Magnetfeldes ( $z$ -Richtung)

In diesem Fall ist die wirksame DK [1], Gl. (6)

$$\varepsilon_{Lz} = \varepsilon_{xx} + \varepsilon'_{xy} = \varepsilon_0 \left\{ 1 - \left( \frac{\omega_0^2}{\omega} \frac{1}{(\omega \pm \Omega) - j\nu} \right)_{El} - \left( \frac{\omega_0^2}{\omega} \frac{1}{(\omega \pm \Omega) - j\nu} \right)_J \right\} \quad (3)$$

$$\varepsilon_{xy} = j \varepsilon'_{xy}.$$

Nun wird für  $\Omega \gg \frac{\omega}{\nu}$

$$\begin{aligned} \frac{\omega_0^2}{\omega} \frac{1}{(\omega \pm \Omega) - j\nu} &\approx \frac{\omega_0^2}{\omega} \frac{1}{\omega \pm \Omega} \cdot \left[ 1 + j \frac{\nu}{j(\omega \pm \Omega)} \right] \\ &= \pm \frac{\omega_0^2}{\omega\Omega} - \frac{\omega_0^2}{\Omega^2} + j \frac{\omega_0^2 \cdot \nu}{\omega\Omega^2} \left( 1 \mp \frac{2\omega}{\Omega} \right), \end{aligned}$$

wobei das Glied  $\frac{\omega_0^2}{\Omega} = \frac{Ne}{\varepsilon_0 B}$  wegen der verschiedenen Vorzeichen im Ionen- und Elektronenglied von  $\varepsilon_{Lz}$  sich heraushebt und das Glied  $\frac{\omega_0^2}{\Omega^2} = \frac{Nm}{\varepsilon_0 B^2}$  als Alfvén-Glied bezeichnet werden kann, da es den Beitrag der Massendichte der Elektronen und Ionen zur DK angibt, und zuerst von ALFVÉN [3] angegeben wurde. Es wird also in erster Näherung

$$\varepsilon_{Lz} = \varepsilon_0 \left\{ 1 + \left( \frac{\omega_0^2}{\Omega^2} \right)_{El} + \left( \frac{\omega_0^2}{\Omega^2} \right)_J - j \left[ \left( \frac{\omega_0^2 \nu}{\omega\Omega^2} \right)_{El} + \left( \frac{\omega_0^2 \nu}{\omega\Omega^2} \right)_J \right] \right\}. \quad (4)$$

Nun ist  $(\omega_0^2/\Omega^2)_{El} \ll (\omega_0^2/\Omega^2)_J$  und  $(\omega_0^2/\Omega^2)_J$  in den üblichen Entladungsplasmen bei  $10^{-3}$  mm Hg Druck mit  $N \approx (10^{15} - 10^{16}) \frac{\text{El. bzw. Ionen}}{\text{m}^3}$  selbst bei Magnet-



feldern bis zu etwa 1000 Gß groß gegen 1. Aber auch für die  $F$ -Schicht der Ionosphäre mit  $N \approx 10^{11} - 10^{12}$  Teilchen/m<sup>3</sup> bei einem Magnetfeld  $B \approx 6 \cdot 10^{-5} \frac{\text{Vs}}{\text{m}^2}$  (0,6 Gß) gilt dasselbe. Außerdem ist das Glied  $\left(\frac{\omega_0^2 \nu}{\omega \Omega^2}\right)_J \gg \left(\frac{\omega_0^2 \nu}{\omega \Omega^2}\right)_{EL}$  in beiden erwähnten Fällen. Man kann also schreiben

$$\varepsilon_l = \varepsilon_0 \left(\frac{\omega_0^2}{\Omega^2}\right)_J \left[1 - \left(\frac{\nu}{\omega}\right)_J j\right], \quad (5)$$

d.h. der ganze Ausbreitungsmechanismus ist praktisch nur durch die Ionen bestimmt. Das Verhältnis des imaginären zum reellen Glied ist durch  $\nu/\omega$  gegeben, also stark von der Frequenz abhängig, wobei für ein  $H$ -Entladungsplasma bei  $10^{-3}$  mm Hg Druck  $\nu_{EL} \approx 10^7 - 10^8 \text{ sec}^{-1}$ , und  $\nu_J = 10^5 - 10^6 \text{ sec}^{-1}$  für  $H$ -Ionen, für die  $F$ -Schicht der Ionosphäre  $\nu_{EL} \approx (3 \cdot 10^3 - 10^3) \text{ sec}^{-1}$  und  $\nu_J \approx 170 - 60 \text{ sec}^{-1}$  für  $O^+$ -Ionen zu setzen ist. Für sehr geringe Frequenzen  $\nu/\omega \gg 1$  kann man demnach statt Gl. (5) schreiben

$$\frac{\varepsilon_l}{\varepsilon_0} = -j \left(\frac{\omega_0^2 \nu}{\omega \Omega^2}\right)_J, \quad (6)$$

und es ist

$$n_{12} = \sqrt{\frac{\varepsilon_l}{\varepsilon_0}} \approx (1-j) \frac{\omega_0 J}{\Omega_J} \sqrt{\frac{\nu_J}{2\omega}}.$$

Mit einem Ausbreitungsfaktor  $\gamma$  in  $e^{-i\gamma z}$  wird damit

$$\gamma = \frac{\omega}{c} n_{12} \approx (1-j) \frac{\omega_0 J}{c \Omega_J} \sqrt{\frac{\nu_J}{2\omega}}. \quad (7)$$

Damit wird die Phasengeschwindigkeit der Welle

$$v_p = \frac{c \Omega_J}{\omega_0 J} \sqrt{\frac{2\omega}{\nu_J}},$$

wobei  $\frac{c \Omega_J}{\omega_0 J} = \frac{B}{\sqrt{\mu N m_J}} = v_{AJ}$ , die ionische Alfvén-Geschwindigkeit ist [3] und

$$v_p = v_{AJ} \sqrt{\frac{2\omega}{\nu_J}} \quad (8)$$

wird.

Die Wellenlänge ist

$$\lambda = 2\pi \cdot \frac{c \Omega_J}{\omega_J} \sqrt{\frac{2}{\omega \nu_J}} = 2\pi \cdot v_{AJ} \cdot \sqrt{\frac{2}{\omega \nu_J}} \quad (9)$$

und die Dämpfungsstrecke, nach der die Amplitude auf  $1/e$  gefallen ist

$$D = \frac{\lambda}{2\pi}. \quad (10)$$

So ergibt sich in der  $F$ -Schicht der Ionosphäre mit  $\omega_J \approx 10^3 \text{ sec}^{-1}$ ,  $\Omega_J \approx 300$ ,  $\nu_J \approx 100 \text{ sec}^{-1}$ ,  $v_{AJ} \approx 2,5 \cdot 10^5 \text{ m/sec}$ , z.B. für die „Giant Pulsations“, die B. LEHNERT [5] diskutiert hat, mit einer Frequenz von  $1/60$  bis  $1/300 \text{ sec}$ ,  $T \approx 60$  bis  $300 \text{ sec}$  mit  $\omega = \frac{2\pi}{T} = 0,06 \text{ sec}^{-1}$ ,  $\lambda \approx 10^6 \text{ m}$ ,  $v_p \approx 10^4 \text{ m/sec}$ ,  $D \approx 1,6 \cdot 10^5 \text{ m}$ . Es sind dies Werte, die größenordnungsmäßig übereinstimmen mit den von LEHNERT bestimmten Werten. Dagegen ist z.B. für ein  $H$ -Plasma mit  $B = 1000 \text{ Gß}$ ,  $N_E = N_J \approx 10^{16} \text{ m}^{-3}$ ,  $v_{AJ} \approx 2 \cdot 10^7 \text{ m/sec}$  bei  $50 \text{ Hz}$ ,  $\omega = 314$ ,  $\nu_p \approx 4 \cdot 10^5 \text{ m/sec}$  und  $\lambda \approx 1,1 \cdot 10^4 \text{ m}$  bei etwa  $10^{-3} \text{ mm Hg}$  Druck.

Ist  $\nu/\omega$  nicht sehr groß, so ist die Näherung nach Gl. (6) nicht mehr erlaubt und es muß die vollständige

Formel Gl. (5) benützt werden. So ergibt sich für die Resonanzfrequenz des Lufthohlraumes zwischen Erde und Ionosphäre von ungefähr  $10 \text{ Hz}$  (s. [1], S. 10), mit etwa  $\nu_J/\omega \approx 1$ , in der  $F$ -Schicht  $\nu_p \approx 2,5 \cdot 10^5 \text{ m/sec}$

$$\lambda \approx 2,5 \cdot 10^4 \text{ m}, \quad D \approx 6 \cdot 10^4 \text{ m}.$$

Ist nun die Stoßzahl je sec sehr klein und  $\nu_J/\omega \ll 1$ , wobei aber immer noch  $\omega \ll \Omega_J$  sein muß, so erhält man als Näherung

$$n = \frac{\omega_J}{\Omega_J} \left[1 - j \frac{\nu_J}{2\omega}\right]$$

und der Ausbreitungsfaktor wird nun

$$\gamma = \frac{\omega}{c} \frac{\omega_J}{\Omega_J} \left[1 - j \frac{\nu_J}{2\omega}\right].$$

Die Phasengeschwindigkeit wird

$$v_p = c \frac{\Omega_J}{\omega_J} = v_{AJ}$$

und die Dämpfungsstrecke

$$D = v_{AJ} \frac{2}{\gamma_J}.$$

Beide werden unabhängig von der Frequenz und

Wellenlänge ist  $\lambda = 2\pi \cdot \frac{v_{AJ}}{\omega}$ .

Der Elektronendruck bzw. die Elektronendiffusion spielen bei der eben behandelten Welle keine Rolle. Da die Teilchenbewegung nur in Ebenen senkrecht zur Ausbreitungsrichtung ( $z$ ) verlaufen, und in die Ebenen  $\partial/\partial x$  und  $\partial/\partial y$  gleich Null ist, treten keine Variationen der Teilchendichten auf, die die Bewegungen beeinflussen können.

Anders ist dies hingegen bei dem Fall ebener Wellen quer zum Magnetfeld, d.h. mit Ausbreitung z.B. in der  $y$ -Richtung. Hier treten auch Teilchenbewegungen in der Ausbreitungsrichtung ( $y$ ) auf (s. [2], S. 100), die Welle hat eine longitudinale Feldkomponente und die Diffusion kann die Erscheinung beeinflussen.

## II. Welle quer zum Magnetfeld ( $y$ -Richtung)

Den Einfluß der Diffusion auf die Ausbreitung der longitudinalen Wellen habe ich in [6], S. 25 und behandelt. Die entsprechenden Bewegungsgleichungen müssen für den jetzigen Fall verallgemeinert werden. Dabei soll nur die Elektronendiffusion berücksichtigt werden, denn der Elektronendruck ( $n k T_E$ ) ist in Entladungsplasmen meist größer als der Ionendruck ( $p k T_I$ ), da  $n \approx p$ , aber  $T_J < T_E$  ist, und der Diffusionskoeffizient  $\frac{\lambda v_{th}}{3}$  der Elektronen ist sehr viel größer als der der Ionen, da die thermische Geschwindigkeit der Elektronen sehr viel größer ist, als die der Ionen.

Für eine ebene Welle in  $y$ -Richtung mit einer Feldstärke  $E_x$  senkrecht zum Magnetfeld ergeben sich Maxwell'schen Gleichungen mit  $\partial/\partial x = 0$  und  $\partial/\partial z = 0$

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial^2 E_x}{\partial y^2} &= \mu \frac{\partial i_y}{\partial t} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E_x}{\partial t^2} \\ i_y + \varepsilon_0 \frac{\partial E_y}{\partial t} &= 0, \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

wobei  $i$  der Konvektionsstrom der Elektronen und  $v$  der Ionen ist.



Die erste Gleichung bestimmt die Wellenausbreitung, die zweite bestimmt die Längsfeldstärke  $E_y$ , da sowohl von  $E_x$  als auch von  $E_y$  abhängig ist.

Die Bewegungsgleichungen der positiv geladenen Teilchen mit Berücksichtigung der Diffusion lauten, [S. 430 und [6] S. 25

$$\left. \begin{aligned} \nu_J u_x + m_J \frac{du_x}{dt} &= e E_x + u_y B e \\ \nu_J u_y + m_J \frac{du_y}{dt} &= e E_y - u_x B e - S_J^2 \frac{m}{p} \frac{dp}{dy}, \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

therme Zustandsänderung vorausgesetzt, wo  $u_x$  und die Teilchengeschwindigkeiten sind,  $B$  die  $z$ -Richtung hat,  $p$  die Teilchendichte bedeutet und  $S_J = \sqrt{\frac{k T_J}{m_J}}$

Schallgeschwindigkeit im Gase der positiv geladenen Teilchen ist und  $e$  die Teilchenladung,  $m_J$  die Teilchenmasse bedeutet.

Die Teilchendichte besteht aus einem zeitlich konstanten Teil  $p_0$  und einem kleinen veränderlichen  $p_w$ . Aus Gl. (16) folgt

$$\left. \begin{aligned} p_0 &= \frac{p_0 e}{m_J} \frac{\nu_J + j \omega}{N_J} E_x + \frac{\Omega_J}{N_J} \left[ \frac{p_0 e}{m_J} E_y - S_J^2 \frac{\partial p}{\partial y} \right] \\ p_w &= \frac{1}{N_J} \left\{ (\nu_J + j \omega) \frac{p_0 e}{m_J} E_y - \right. \\ &\quad \left. - \Omega_J \frac{p_0 e}{m_J} E_x - (\nu_J + j \omega) S_J^2 \frac{\partial p}{\partial y} \right\}, \end{aligned} \right\} \quad (17)$$

$$N_J = \Omega_J^2 + (\nu_J + j \omega)^2, \quad \Omega_J = \frac{e}{m_J} \cdot B.$$

Analog erhält man für das negativ geladene Elektronengas mit  $n$  als Dichte und  $v$  als Geschwindigkeit

$$\left. \begin{aligned} n_0 &= - \frac{n_0 e}{m_E} \frac{\nu_E + j \omega}{N_E} E_x - \\ &\quad - \frac{\Omega_E}{N_E} \left[ - \frac{n_0 e}{m_E} E_y - S_E^2 \frac{\partial n}{\partial y} \right] \\ n_w &= \frac{1}{N_E} \left\{ - (\nu_E + j \omega) \frac{n_0 e}{m_E} E_y - \right. \\ &\quad \left. - \Omega_E \frac{n_0 e}{m_E} E_x - (\nu_E + j \omega) S_E^2 \frac{\partial n}{\partial y} \right\} \\ N_E &= \Omega_E^2 + (\nu_E + j \omega)^2, \quad \Omega_E = \frac{e}{m_E} \cdot B, \\ S_E &= \sqrt{\frac{k T_E}{m_E}}. \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

Der Konvektionsstrom ist

$$i_{x,y} = (p_0 u_{x,y} - n_0 v_{x,y}) e = p_0 e (u_{x,y} - v_{x,y}),$$

$p_0 = n_0 = N$  und damit wird jetzt

$$\left. \begin{aligned} &= \frac{1}{N_J} \left\{ \omega_J^2 (\nu_J + j \omega) \varepsilon_0 E_x + \right. \\ &\quad \left. + \Omega_J \left[ \varepsilon_0 \omega_J^2 E_y - e S_J^2 \frac{\partial p}{\partial y} \right] \right\} \\ &+ \frac{1}{N_E} \left\{ \omega_E^2 (\nu_E + j \omega) \varepsilon_0 E_x + \right. \\ &\quad \left. + \Omega_E \left[ - \varepsilon_0 \omega_E^2 E_y - e S_E^2 \frac{\partial n}{\partial y} \right] \right\} \\ &= \frac{1}{N_J} \left\{ \omega_J^2 (\nu_J + j \omega) \varepsilon_0 E_y - \right. \\ &\quad \left. - \Omega_J \omega_J^2 \varepsilon_0 E_x - (\nu_J + j \omega) e S_J^2 \frac{\partial p}{\partial y} \right\} \\ &- \frac{1}{N_E} \left\{ - \omega_E^2 (\nu_E + j \omega) \varepsilon_0 E_y - \right. \\ &\quad \left. - \Omega_E \omega_E^2 \varepsilon_0 E_x - (\nu_E + j \omega) e S_E^2 \frac{\partial n}{\partial y} \right\} \\ &\omega_E^2 = \frac{n_0 e^2}{\varepsilon_0 m_E}, \quad \omega_J^2 = \frac{p_0 e^2}{\varepsilon_0 m_J}, \\ &n_0 = p_0 = N \text{ Teilchendichte.} \end{aligned} \right\} \quad (19)$$

Um aus den Gl. (19)  $\partial p / \partial y$  und  $\partial n / \partial y$  zu eliminieren, benützt man die Kontinuitätsgleichung der Teilchen mit

$$\frac{\partial p}{\partial t} = - \frac{\partial p u_y}{\partial y} \quad \text{und} \quad \frac{\partial n}{\partial t} = - \frac{\partial n v_y}{\partial y}$$

und für kleine Schwankungen von  $p$ ,  $u$  und  $n$ ,  $v$  wird

$$j \omega p_w = - p_0 \frac{\partial u_y}{\partial y} \quad \text{und} \quad j \omega n_w = - n_0 \frac{\partial v_y}{\partial y},$$

woraus dann nach den Gln. (17) und (18) für  $u_y$  und  $v_y$  für  $p_w$  folgt

$$p_w = \frac{j}{\omega} \frac{1}{N_J} \left\{ (\nu_J + j \omega) \frac{p_0 e}{m_J} \frac{\partial E_y}{\partial y} - \right. \\ \left. - \Omega_J \frac{p_0 e}{m_J} \frac{\partial E_x}{\partial y} - (\nu_J + j \omega) S_J^2 \frac{\partial p^2}{\partial y^2} \right\} \quad (20)$$

und analog

$$n_w = \frac{j}{\omega} \frac{1}{N_E} \left\{ - (\nu_E + j \omega) \frac{n_0 e}{m_E} \frac{\partial E_y}{\partial y} - \right. \\ \left. - \Omega_E \frac{p_0 e}{m_E} \frac{\partial E_x}{\partial y} - (\nu_E + j \omega) S_E^2 \frac{\partial^2 n}{\partial y^2} \right\}.$$

Berücksichtigen wir weiterhin nur den Elektronendruck, so folgt aus der Gl. (20) für  $n_w$

$$- j \omega N_E n_w + (\nu_E + j \omega) S_E^2 \frac{\partial^2 n_w}{\partial y^2} + \\ + (\nu_E + j \omega) \frac{\varepsilon_0}{e} \omega_E^2 \frac{\partial E_y}{\partial y} + \Omega_E \frac{\varepsilon_0}{e} \omega_E^2 \frac{\partial E_x}{\partial y} = 0$$

und mit dem Ansatz  $e^{-j \gamma y}$  für die Ausbreitung von  $n_w$  längs  $y$

$$n_w = \frac{-j \gamma}{j \omega N_E + (\nu_E + j \omega) S_E^2 \cdot \gamma} \cdot \frac{\varepsilon_0}{e} \times \\ \times [(\nu_E + j \omega) \omega_E^2 E_y + \Omega_E \omega_E^2 E_x],$$

und führt man nun  $\partial n_w / \partial y$  in die Gl. (19) für  $i_y$  ein, so entsteht

$$i_y = \frac{\varepsilon_0 \omega_J^2}{N_J} \left\{ (\nu_J + j \omega) E_y - \Omega_J E_x \right\} + \\ + \frac{1-K}{N_E} \varepsilon_0 \omega_E^2 \left\{ (\nu_E + j \omega) E_y + \Omega_E E_x \right\} \quad (21)$$

mit

$$K = \frac{\gamma^2 (\nu_E + j \omega) S_E^2}{j \omega N_E + (\nu_E + j \omega) S_E^2 \gamma^2}. \quad (22)$$

Um das Verhältnis von  $E_y$  zu  $E_x$  zu finden, wird, wie schon erwähnt, die Gl. (15)  $i_y = - \varepsilon_0 j \omega E_y$  benützt, aus der man findet

$$\frac{E_y}{E_x} = C = \frac{\frac{\omega_J^2}{N_J} \Omega_J - \frac{(1-K)}{N_E} \omega_E^2 \Omega_E}{\frac{\omega_J^2}{N_J} (\nu_J + j \omega) + \frac{1-K}{N_E} \omega_E^2 (\nu_E + j \omega) + j \omega} \quad (23)$$

Wird dieses Verhältnis in die Gl. (19) für  $i_x$  eingeführt, so entsteht

$$i_x = E_x \left\{ \omega_J^2 \frac{\nu_J + j \omega}{N_J} + \omega_E^2 \frac{1}{N_E} \frac{\Omega_E^2}{\nu_E + j \omega} \left[ \frac{(\nu_E + j \omega)^2}{\Omega_E^2} + K \right] + \right. \\ \left. + C \left[ \frac{\Omega_J}{N_J} \omega_J^2 - \frac{\omega_E^2 \Omega_E}{N_E} (1-K) \right] \right\}.$$

Setzt man schließlich die Ausbreitungsgleichung Gl. (15) für  $E_x$  an, so ergibt sich daraus für die



Ausbreitungskonstante  $\gamma$  in  $e^{-j\gamma y}$

$$\left. \begin{aligned} \gamma^2 + \frac{j\omega}{c^2} \left\{ \omega_J^2 \frac{\nu_J + j\omega}{N_J} + \right. \\ \left. + \omega_E^2 \frac{\Omega_E^2}{N_E(\nu_E + j\omega)} \left[ \frac{(\nu_E + j\omega)^2}{\Omega_E^2} + K \right] + \right. \\ \left. + C \left[ \frac{\Omega_J}{N_J} \omega_J^2 - \frac{\omega_E^2 \Omega_E}{N_E} (1 - K) \right] \right\} - \frac{\omega^2}{c^2} = 0. \end{aligned} \right\} \quad (24)$$

Da  $K$  nach Gl. (22) die Ausbreitungskonstante  $\gamma^2$  im Zähler und im Nenner enthält, und da  $C$  nach Gl. (23) den Faktor

$$1 - K = \frac{j\omega N_E}{j\omega N_E + (\nu_E + j\omega) S_E^2 \gamma^2}$$

enthält, ist die Gl. (24) in  $\gamma^2$  eine solche dritten Grades und kann also je nach den Umständen sehr verschiedene Lösungen ergeben. Es seien zwei Näherungen dieser Gleichung betrachtet.

*A. Für sehr geringe Frequenzen  $\Omega \gg \frac{\nu}{\omega}$  und  $\omega/\nu \ll 1$  für Ionen und Elektronen*

Dann wird nach Gl. (17) und (18)  $N_E \rightarrow \Omega_E^2$ ,  $N_J \rightarrow \Omega_J^2$  und nach Gl. (22)

$$K = \frac{\gamma^2 \nu_E S_E^2}{j\omega \Omega_E^2 + \nu_E S_E^2 \gamma^2}, \quad 1 - K \rightarrow \frac{j\omega \Omega_E^2}{j\omega \Omega_E^2 + \nu_E S_E^2 \gamma^2}.$$

Für den Fall  $S_E^2 \gamma^2 \ll \frac{\omega \Omega_E^2}{\nu_E}$  geht  $K \rightarrow 0$ ,  $1 - K \rightarrow 1$  und es geht  $C \rightarrow 0$ , d. h.  $\frac{E_y}{E_x} \rightarrow 0$ , die Welle wird nahezu rein transversal und es wird nach Gl. (24)

$$-\gamma^2 c^2 = j\omega \left[ \frac{\omega_J^2}{\Omega_J^2} \nu_J + \frac{\omega_E^2}{\Omega_E^2} \nu_E \right] - \omega^2, \quad (26)$$

wobei  $\frac{\omega_J^2}{\Omega_J^2} \nu_J$  sowohl für das Entladungsplasma als auch für die  $F$ -Schicht der Ionosphäre viel größer ist als  $\frac{\omega_E^2}{\Omega_E^2} \nu_E$  und auch viel größer ist als  $\omega$ , wenn  $\omega \ll \nu$  ist, so daß angenähert

$$-\gamma^2 c^2 = j\omega \frac{\omega_J^2}{\Omega_J^2} \nu_J \quad (27)$$

geschrieben werden kann. Berechnet man mit diesem Wert von  $\gamma^2$  den Wert von  $S_E^2 \gamma^2$ , so ergibt sich dieser sehr klein gegen  $\frac{\omega \Omega_E^2}{\nu_E}$ , so daß die Voraussetzung dieser Näherung erfüllt ist. Es zeigt sich also, daß in diesem Fall die Elektronendiffusion keine Rolle spielt und daß man praktisch auf den gleichen Wert von  $\gamma$  kommt, Gl. (7), wie er auch für die Ausbreitung längs des Magnetfeldes gilt, und was nach der Einleitung auch zu erwarten war. Diese Wellen breiten sich also längs und quer zum Magnetfeld nach denselben Gesetzen aus, und sind in ihren Eigenschaften nahezu vollständig durch die schweren positiven Ionen bestimmt. Führt man die „Alfvén-Geschwindigkeit“  $v_A = \frac{B}{\sqrt{\mu N m}}$  ein, so kann man die Gl. (27) auch schreiben

$$-\gamma^2 = j\omega \left[ \frac{\nu_J}{v_A^2} + \frac{\nu_E}{v_{AE}^2} \right], \quad (28)$$

wobei z. B. für ein  $H$ -Plasma bei  $10^{-3}$  mm Hg  $v_A = 2 \cdot 10^7$  m/sec und für die  $F$ -Schicht mit  $O^+$ -Ionen  $v_{AE} = 2,5 \cdot 10^5$  m/sec ist.

*B. Näherung für  $\nu/\omega \ll 1$*

Eine zweite Näherung sei für  $\omega \gg \nu$  betrachtet. Dann wird  $\nu/\omega$  sehr klein, und wir wollen den Fall  $\omega \ll \Omega_E$  diskutieren. Dann wird nach Gl. (22)

$$K = \frac{\gamma^2 S_E^2}{N_E + S_E^2 \gamma^2}, \quad 1 - K = \frac{N_E}{N_E + S_E^2 \gamma^2}$$

und nach Gl. (17) und (18) wird

$$N_E = \Omega_E^2 - \omega^2, \quad N_J = \Omega_J^2 - \omega^2 \quad (\omega \ll \Omega_E)$$

Schließlich wird nach Gl. (23)

$$\frac{E_y}{E_x} = C = \frac{\frac{\omega_J^2}{N_J} \Omega_J - \frac{N_E}{N_E + S_E^2 \gamma^2} \cdot \frac{\omega_E^2}{N_E} \Omega_E}{\frac{\omega_J^2}{N_J} + \frac{\omega_E^2}{N_E} \frac{N_E}{N_E + S_E^2 \gamma^2} + 1}.$$

Unter der Annahme, daß  $S_E^2 \gamma^2 \ll N_E$  ist, die wir später für unsere Wellen mit  $\omega \ll \Omega_{E,J}$  beweisen werden, v. d. h. daraus

$$\frac{E_y}{E_x} = C = \frac{\frac{\omega_J^2}{N_J} \Omega_J - \frac{\omega_E^2}{N_E} \Omega_E + \frac{S_E^2 \gamma^2}{N_E} \frac{\omega_E^2}{N_E} \Omega_E}{\frac{\omega_J^2}{N_J} + \frac{\omega_E^2}{N_E} \left( 1 - \frac{S_E^2 \gamma^2}{N_E} \right) + 1} \cdot \frac{1}{\omega}.$$

Da die ersten Glieder des Zählers, als  $\frac{\omega_0}{\Omega} = \frac{1}{\epsilon_0}$  sich gegenseitig aufheben, bleibt nur das dritte Glied mit  $\gamma^2$  übrig, und da sich, wie später gezeigt,  $\gamma$  proportional zu  $\omega$  ergibt, verschwindet  $C$  bei kleinen Frequenzen.  $E_y$  wird zu null, die Welle ist fast eine reine Transversalwelle.

Aus Gl. (24) folgt nun für  $\gamma^2$

$$\gamma^2 \cdot c^2 + j\omega \left\{ \frac{\omega_J^2}{N_J} j\omega + \frac{\omega_E^2}{N_E} \frac{\Omega_E^2}{j\omega} \left( -\frac{\omega^2}{\Omega_E^2} + \frac{\gamma^2 S_E^2}{N_E + S_E^2 \gamma^2} \right) \right\} + j\omega C \left[ \frac{\Omega_J}{N_J} \omega_J^2 - \frac{\omega_E^2 \Omega_E}{N_E} \cdot \frac{N_E}{N_E + S_E^2 \gamma^2} \right] - \omega^2 = 0$$

Für  $S_E^2 \gamma^2 \ll N_E$  wird auch der Faktor von  $C$  in eckigen Klammer sehr klein, so daß das  $C$ -Glied vernachlässigt werden kann. Dann wird  $N_E \approx \Omega_E^2$

$$\gamma^2 \left[ c^2 + \frac{\omega_E^2}{\Omega_E^2} S_E^2 \right] - \left( \frac{\omega_J^2}{\Omega_J^2} + \frac{\omega_E^2}{\Omega_E^2} + 1 \right) \omega^2 = 0$$

und schließlich wird

$$\gamma^2 = \omega^2 \frac{\frac{\omega_J^2}{\Omega_J^2} + \frac{\omega_E^2}{\Omega_E^2} + 1}{c^2 + \frac{\omega_E^2}{\Omega_E^2} S_E^2},$$

wobei  $\frac{\omega^2}{\Omega^2} = \frac{N m}{\epsilon_0 B^2}$  zu setzen ist, also  $\frac{\omega_J^2}{\Omega_J^2} \gg \frac{\omega_E^2}{\Omega_E^2}$

und wobei  $c^2 \gg \frac{\omega_E^2}{\Omega_E^2} S_E^2$  ist. Die Phasengeschwindigkeit wird

$$v_p^2 = \frac{c^2 + \frac{\omega_E^2}{\Omega_E^2} S_E^2}{1 + \frac{\omega_J^2}{\Omega_J^2} + \frac{\omega_E^2}{\Omega_E^2}}.$$

zt man  $1 + \frac{\omega_J^2}{\Omega_J^2} + \frac{\omega_E^2}{\Omega_E^2} = \kappa$ , als die „Alfvénsche“  
tive DK, und setzen wir  $\frac{\omega_E^2}{\Omega_E^2} = \frac{N m_E}{\epsilon_0 B^2}$ ,  $\Omega_E^2 = \frac{k T_E}{m_E}$   
isotherme Zustandsänderung, die für andere Zu-  
andsänderungen entsprechend umzuändern ist), so

$$v_p^2 = \frac{c^2}{\kappa} + \frac{N_E \cdot k T_E}{\epsilon_0 B^2} \cdot \frac{1}{\kappa}, \quad (30)$$

l mit

$$\kappa - 1 = \frac{N_E}{\epsilon_0 B^2} (m_J + m_E)$$

d

$$v_p^2 = \frac{c^2}{\kappa} + \frac{k T_E}{(m_J + m_E)} \left( 1 - \frac{1}{\kappa} \right)$$

bekannt, siehe z.B. [7].

Dabei ist die Größe des zweiten Gliedes in Gl. (30)  
ativ zum ersten abhängig von dem Verhältnis des  
ktronendruckes  $N_E \cdot k T_E$  zum „magnetischen“  
ck  $B^2/\mu$  abhängig. In unseren Fällen mit „starken  
magnetfeldern“ (auch in der Ionosphäre) ist der Elek-  
tronendruck meist ganz unbedeutend gegen den ma-  
gnetischen Druck.

Man kann in die Gl. (29) für  $v_p$  auch die Alfvén-  
schwindigkeiten

$$v_{A_E}^2 = \frac{B^2}{\mu N m_E} = c^2 \frac{\Omega_E^2}{\omega_E^2} \quad \text{und} \quad v_{A_J}^2 = c^2 \frac{\Omega_J^2}{\omega_J^2}$$

führen, und erhält dann nach Gl. (29)

$$v_p^2 = \frac{v_{A_E}^2 + S_E^2}{1 + \frac{v_{A_E}^2}{v_{A_J}^2} + \frac{v_{A_E}^2}{c^2}},$$

bei im Nenner  $v_{A_E}^2/v_{A_J}^2 = m_J/m_E$  sehr groß gegen die  
rigen zwei Glieder ist. Daraus entsteht dann wie  
kannt, siehe z.B. [8], für

$$v_{A_E}^2 \gg S_E^2, \quad v_p^2 = v_{A_J}^2$$

d für

$$v_{A_E}^2 \ll S_E^2, \quad v_p^2 = S_E^2 \frac{m_E}{m_J} = S_J^2$$

$$\frac{v_{A_E}^2}{S_E^2} = \frac{B^2}{\mu N k T_E}$$

bei in beiden Fällen die schweren Ionen die Alfvén-  
schwindigkeit bzw. die Schallgeschwindigkeit be-  
nennen.

In unseren Fällen mit „starkem Magnetfeld“ und  
 $\omega \ll \Omega$ , ist  $v_{A_E}^2$  immer sehr groß gegen  $S_E^2$ , so daß nur  
Alfvén-Geschwindigkeit eine Rolle spielt und die  
allgeschwindigkeit nicht auftritt. In der Iono-  
sphäre, F-Schicht, ergibt sich isotherm gerechnet  
 $\approx 1,3 \cdot 10^5$  m/sec,  $S_J \approx 700$  m/sec,  $v_{A_E} \approx 4 \cdot 10^7$  m/sec  
l im H-Entladungsplasma mit  $T_E = 3 \cdot 10^4$  K  
ktronentemperatur,  $S_E \approx 6,5 \cdot 10^5$  m/s,  $S_J$  für H-  
en  $\approx 1,5 \cdot 10^4$  m/sec,  $v_{A_E} \approx 9 \cdot 10^8$  m/sec.

Wenn man nun die benützten Näherungen nach-  
hnet, findet man, daß  $\frac{S_E^2 B^2}{\Omega_E^2} = \frac{\omega_J^2}{\Omega_J^2} \cdot \frac{S_E^2}{c^2} \cdot \frac{\omega^2}{\Omega_E^2}$  wirk-  
äußerst klein ist, da  $S_E \ll c$  und  $\omega \ll \Omega_E$  und daß  
h C verschwindend klein wird.

Z. f. angew. Physik. Bd. 11

### III. Einfluß der Eigenbewegung des Elektronenblockes

Wegen der geringen Phasengeschwindigkeit der  
Wellen in einem Entladungsplasma, Gl. (8), in der  
Größenordnung von  $10^5$  bis  $10^6$  m/sec, kann die Eigen-  
geschwindigkeit zum mindesten des Elektronenblockes  
schon einen maßgebenden Einfluß haben. Nimmt man  
nur den Elektronenblock als beweglich an, den Ionen-  
block dagegen als ruhend, so kann die Umrechnung  
der wirksamen DK des bewegten Elektronenblockes  
auf das ruhende System des Ionenblocks nach den in  
[6] und [9] angegebenen Methoden erfolgen. So ist  
z.B. für eine Wellenbewegung in Magnetfeldrichtung  
(z) nach Gl. (3) ohne Dämpfung die wirksame DK im

bewegten Elektronenblock durch  $\frac{\epsilon_{1z}}{\epsilon_0} = 1 - \frac{\omega_0^2}{\omega} \frac{1}{\omega \pm \Omega}$   
gegeben und die Ausbreitungskonstante durch  $\gamma^2 =$   
 $\frac{\omega^2}{c^2} \cdot \frac{\epsilon_{1z}}{\epsilon_0}$ .

Führt man zur Transformation auf das ruhende,  
gestrichene System,  $x' = x + ut$  in die Ausbreitungs-  
gleichung  $e^{-i\gamma x}$  ein, wenn  $u$  die Translationsgeschwin-  
digkeit des Elektronenblockes bedeutet und  $x'$  die  
Koordinate im ruhenden System (in diesem Fall  
genügt die Galileische Transformation), so ergibt sich  
daraus  $\omega' = \omega + u\gamma$ . Eliminiert man aus dieser  
Gleichung und der obigen für  $\gamma$  die Größe  $\omega$ , so ent-  
steht  $\gamma$  als  $f(\omega')$ , der Frequenz im ruhenden System.  
Die Rechnung ergibt

$$\gamma^3 u (c^2 - u^2) + \gamma^2 [u^2 (3\omega' \pm \Omega) - c^2 (\omega' \pm \Omega)] +$$

$$+ \gamma u [\omega_0^2 - 3\omega'^2 \mp \Omega \omega] + \omega'^2 (\omega' \pm \Omega) - \omega_0^2 \omega' = 0.$$

Es gibt also, wie zu erwarten, s. [9], drei mögliche Werte  
von  $\gamma$ , von denen jedoch meist nur einer oder zwei  
eine wirkliche Ausbreitung bedeuten.

Ist aus dieser Gleichung  $\gamma^2$  bekannt, so ist damit  
auch  $\left( \frac{\epsilon_{1z}}{\epsilon_0} \right)' = \gamma^2 \cdot \frac{c^2}{\omega'^2}$ , d.h. die wirksame DK be-  
zogen auf das ruhende (Ionen) System bekannt.  
Setzt man diese, wie in Gl. (3) mit der DK des Ionen-  
blockes zusammen, so ergibt sich damit die wirksame  
effektive DK des ganzen Systems und damit die  
Wellenausbreitung, die gegenüber dem Fall  $u=0$   
erheblich anders sein kann. Die eingehende Rechnung  
wird später publiziert.

#### Zusammenfassung

Es wird für ein magnetisiertes Plasma mit kon-  
stantem aufgeprägtem „starkem“ Magnetfeld  $B$  die  
Ausbreitung elektrischer Wellen für den Fall  $\Omega_E \gg \nu$   
und  $\Omega_J \gg \nu$  untersucht, mit Berücksichtigung der  
Elektronendiffusion. Es ergibt sich, daß für  $\omega \ll \nu$   
die Elektronendiffusion zu vernachlässigen ist und  
die Wellenausbreitung längs und quer zum Magnet-  
feld in genau derselben Weise erfolgt mit der Phasen-  
geschwindigkeit  $v_p = v_{A_J} \sqrt{\frac{2\omega}{\nu}}$ , wobei die Welle nach  
einer Wellenlänge auf  $e^{-2\pi}$  gedämpft ist.  $v_{A_J} = \frac{B}{\sqrt{\mu N m_J}}$   
ist die Alfvén-Geschwindigkeit für positive Ionen und  
 $\nu$  die sekundliche Stoßzahl der Ionen. Die Wellen-  
länge ist  $\lambda = 2\pi v_{A_J} \sqrt{\frac{2}{\omega \nu}}$ . Es wird anschließend  
auch der ungedämpfte Fall mit  $\nu \rightarrow 0$  besprochen und



es ergibt sich in „stark“ magnetisierten Plasmen  $B^2/\mu \gg N k T_E$  die Phasengeschwindigkeit der Wellen längs und quer zum Magnetfeld zu  $v_p = v_A$ . Die Schallgeschwindigkeit spielt in diesem Fall keine Rolle. Zum Schluß wird auf die Wichtigkeit der Eigenbewegung des Elektronenblocks bei der Diskussion dieser Wellen hingewiesen.

**Literatur:** [1] SCHUMANN, W.O.: Z. angew. Phys. 10, 428 (1958). — [2] SCHUMANN, W.O.: Elektrische Wellen,

S. 98 u. 101. München: C. Hanser 1948. — [3] ALFVÉN, H.: Mat. Astronom. Fys. B 29, No. 2 (1942). — Cosmical Electrodynamics, Kap. 6. Oxford: Clarendon Press 1950. — [4] SCHUMANN, W.O.: Z. angew. Phys. 9, 373 (1957). — [5] SCHUMANN, W.O.: Tellus 8, 241 (1956). — [6] SCHUMANN, W.O.: Physik 121, 7 (1942). — [7] SPITZER, L.: Physics of Ionized Gases, S. 57. New York 1956. — [8] HERLOFSON, Nature, Lond. 165, 1020 (1950). Siehe a. ÅSTRÖM, E.: Fys. 2, 443 (1950). — [9] SCHUMANN, W.O.: Z. angew. Phys. 2, 393 (1950).

Professor Dr. WINFRIED OTTO SCHUMANN  
Elektrophysikalisches Institut der TH München

## Atmospherics geringster Frequenzen\*

Von HERBERT KÖNIG

Mit 11 Textabbildungen

(Eingegangen am 8. April 1959)

### 1. Einleitung

Unter dem Gesichtspunkt, daß die Erdkugel und die sie umgebende Ionosphäre eine Art Kugelhohlraumresonator darstellen, berechnete SCHUMANN [1]

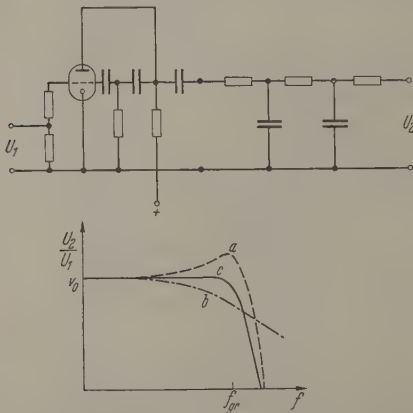


Abb. 1. Frequenzbestimmende Vorverstärkerstufe — bestehend aus einer über einen Hochpaß gekoppelten Röhrenstufe (Frequenzkurve a) und einem Tiefpaß (Frequenzkurve b), die beide in Serie geschaltet sind (Frequenzkurve c) — mit den jeweiligen Frequenzgängen

die Eigenresonanz dieses Gebildes mit etwa 10 Hz. Angeregt durch dieses Ergebnis, wurden meßtechnische Untersuchungen angestellt, ob in diesem, demnach unter besonders günstigen Ausbreitungsbedingungen für elektromagnetische Wellen stehenden Frequenzgebiet in der Atmosphäre Signale nachzuweisen sind. In vorliegender Arbeit wird vom Resultat dieser Messungen berichtet.

### 2. Meßanordnung

Zum Empfang der zu erwartenden Signale wurden gewöhnliche Drahtantennen verwendet, die an verschiedenen Orten horizontal und vertikal angebracht waren. Weiter dienten Erdantennen (Antennendraht lose am Boden ausgelegt und am Ende geerdet) sowie besonders gefertigte Spulen (mit etwa 230 000 Windungen und einer Induktivität von 16 000 Henry) zu spezielleren Feldstärkemessungen.

Wegen des ungewöhnlichen Frequenzgebietes, zu untersuchen war, mußte erst ein besonderer Verstärker entwickelt und gebaut werden. Seine obere Grenzfrequenz wurde wegen der zu erwartenden starken Störungen durch die 50 Hz Netzfrequenz nämlich auf 25 Hz festgelegt, um bei 50 Hz auf jeden Fall genügend Dämpfung zu bekommen. Durch die Kopplungskondensatoren der einzelnen Verstärkerstufen, ergab sich als untere Grenzfrequenz etwa 1 Hz.

Die ersten Versuchsmessungen zeigten jedoch bereits, daß noch ein besonderes  $16\frac{2}{3}$  Hz-Filter notwendig war, da die Bahnfrequenz am Empfänger Eingang 150  $\mu$ V auftrat, die Eingangsempfindlichkeit des Verstärkers hingegen bei 3  $\mu$ V lag.

Die grundsätzliche Schwierigkeit beim Bau eines Verstärkers lag nun darin, von 25 Hz oberer Grenzfrequenz im Durchlaßbereich bis zu 50 Hz Netzfrequenz genügend Dämpfung zu erhalten. Induktivitäten hierbei als Schaltelemente zu verwenden schied wegen der Raumfrage und auch wegen der Schwierigkeit der magnetischen Abschirmung bei diesen niedrigen Frequenzen aus. Es kam also nur ein Schaltungsaufbau mit R- und C-Gliedern in Frage. Ein reines Tiefpaß aus RC-Gliedern hätte jedoch auf jeden Fall eine zu geringe Flankensteilheit ergeben, wollte man auf eine Unzahl von Schaltelementen verzichten.

Als glückliche Kombination erwies sich nun die Serienschaltung einer über einen Hochpaß gekoppelten Röhre und eines Tiefpasses, deren grundsätzlicher Aufbau und Wirkungsweise Abb. 1 zeigt. Die durch die Röhrenstufe erzeugte Verstärkung überhöhung wird durch den Frequenzgang des Tiefpasses wieder ausgeglichen, so daß sich resultierend ein brauchbarer Frequenzgang ergibt.

Das wohl schwierigste Schaltungsproblem war das  $16\frac{2}{3}$  Hz-Filter, da es, direkt im Durchlaßbereich liegend, eine möglichst geringe Bandbreite haben sollte. Das beste Ergebnis gab ein kurz vor dem Schwingeneinsatz stehender RC-Generator wie Abb. 2 zeigt. Die Schaltelemente  $R_1$ ,  $R_2$ ,  $C_1$ ,  $C_2$  stellen eine frequenzbestimmende Wien-Brücke dar. Die Röhre 2 dient zur Phasenumkehr der von Röhre 1 abgegebenen Spannungen. Die Wirkungsweise ist nun dergestalt, daß die Schaltung um die Röhren  $R\tilde{O}_1$  und  $R\tilde{O}_2$  kurz vor den Schwingeneinsatz — bei der Resonanzfrequenz von  $16\frac{2}{3}$  Hz — gebracht wird.

\* Auszug aus einer Dissertation an der T. H.-München.

Die Anordnung stellt dann einen selektiven Verstärker für  $16\frac{2}{3}$  Hz dar, wodurch nur diese Frequenz am Punkt 1 über die Röhrenanordnung zum Punkt 2 hinreichend stark gelangen kann, um dort, auf Grund der Phasenopposition, die direkt über den Widerstand  $R$  ankommende Spannung wegzukompensieren. Bei Abgleich dieses Filters war natürlich etwas möglich und da die ersten erfolgreichen Messungen das Fehlen von interessierenden Vorgängen oberhalb von  $16\frac{2}{3}$  Hz ergaben, wurde die obere Grenzfrequenz des Verstärkers später auf etwa 13 Hz herabverlegt.

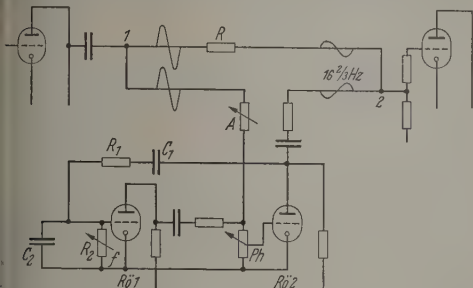


Abb. 2. Frequenzsperre für  $16\frac{2}{3}$  Hz. Die Röhren  $R_5$  und  $R_6$  stellen einen Filter vor dem Schwingeneinsatz stehenden RC-Generator mit einer Wien-Brücke ( $C_1, C_2, R_1, R_2$ ) als frequenzbestimmendes Glied dar. Die  $16\frac{2}{3}$  Hz werden in ihm selektiv verstärkt und gegenphasig, amplitudengleich wieder in den Verstärker eingeführt.

Wiederum kam das  $16\frac{2}{3}$  Hz-Filter außerhalb des Meßbereiches und konnte dann überhaupt durch einen passiven Vierpol gemäß Abb. 3 ersetzt werden. Die Registrierung der von diesem Vorverstärker abgegebenen Signale konnte nun auf verschiedene

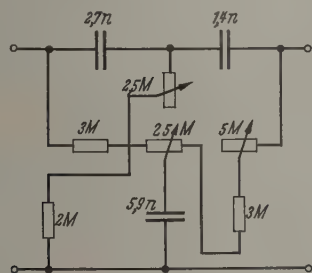


Abb. 3. Frequenzsperre für  $16\frac{2}{3}$  Hz als passiver Vierpol

Arten erfolgen. Anfänglich wurden sie nur am Oszilloscope beobachtet. Um jedoch eine genauere Auswertung vornehmen zu können, kamen später verschiedene direkt-schreibende Schnellschreiber zur Verwendung, wobei sich bezüglich Papierverbrauch einerseits und Frequenzauflösung sowie Amplitudenverlauf (Envelope) andererseits ein Papierschub von 1 mm/sec als am günstigsten erwies. — Schließlich war auch von Interesse, das Verhalten der empfangenen Signale im Ablauf von 24 Std zu ermitteln. Darum wurde eine Registrieranlage konstruiert, die die eingehenden Signale nach ihrer Amplitude über die Zeit integrierte und das Ergebnis mit Hilfe eines 24-Std-Schreibers festhielt. Im Gegensatz zu dem mit Batterien betriebenen Vorverstärker war wegen der 24-Std-Schreibers diese Registrieranlage mit Netzspannungsversorgung ausgerüstet. Da aber auch noch langsame Netzspannungsschwankungen sich bei sehr störend am Nullpegel des Schreibers bemerk-

bar machten, mußten die Versorgungsspannungen des Gerätes besonders gut stabilisiert werden. Neben einer stromstabilisierten Gleichstrom-Serienheizung bewährte sich dabei besonders ein elektronisch stabilisiertes Netzgerät wie es Abb. 4 zeigt. Die störenden Spannungsschwankungen, die sonst üblicherweise zur Gegenregelung an die Gitter der Querröhre  $R_2$  über-

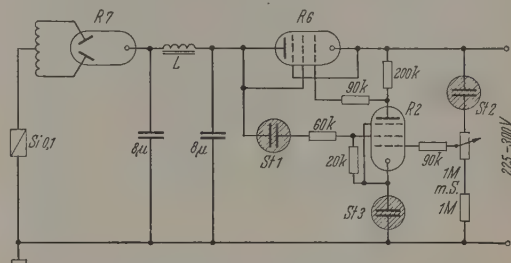


Abb. 4. Elektronisch stabilisiertes Netzgerät besonderer Güte

einen ohmschen Spannungsteiler gebracht werden und dadurch nicht mehr voll wirksam sind, können durch die Stabilisatoren  $St 1$  und  $St 2$  praktisch fast unverändert der Röhre 2 zugeführt werden.

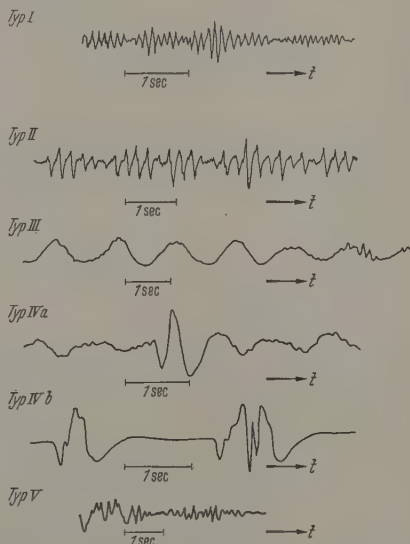


Abb. 5. Elektrische Signale, wie sie mit einer Drahtantenne gemessen wurden: Typ I: Sich wiederholendes Signal der Frequenz um 8 Hz. Typ II: Unregelmäßige Registrierungsvorgänge; Frequenz 3...6 Hz. Typ III: Signal besonders niedriger Frequenz; Frequenz 0,5...1,5 Hz. Typ IV: a) Blitzsignal von noch weit entfernter Gewitterfront, b) Blitzsignal, wenn Gewitter am Meßort. Typ V: Sonnenaufgangssignal

### 3. Meßergebnisse

Die Auswertung der gemessenen Signale ergab, daß die mit den Schnellschreibern ermittelten Kurvenformen sich in erster Linie in zwei große Hauptgruppen aufteilen ließen.

I. Als Kurvenzüge des Types I wurden solche klassifiziert, die sinusförmig-oszillatorischen Charakter hatten und vorzugsweise mit einer Frequenz von 8 bis 9 Hz auftraten (Abb. 5, I).

Die Dauer von Signalen dieser Art schwankte von 0,2 bis in seltenen Fällen zu 30 sec. Die kurzzeitigen Signale zeigten nun die eigenartige Tendenz, sich



nach mehr oder weniger langen Pausen noch ein oder zweimal zu wiederholen. Das ganze Bild machte den Eindruck eines schwebungsartigen Vorganges. Die Unterbrechungen zwischen den einzelnen Kurvenzügen betrugen hierbei 1 bis 10 Periodendauern; häufig gingen diese Signale in einen Wellenzug mit überlagerter Schwebung über.

Oft zeigten die registrierten Wellenzüge die Tendenz einer Frequenzabnahme zum Ende des Signales hin. Die Frequenzabnahme betrug bis zu 30% vom ursprünglichen Wert. Der Grad der Frequenzänderung war bei den einzelnen Signalen sehr verschieden, es wurde jedoch allgemein festgestellt, daß Wellenzüge, die eine sehr große Amplitude erreichten und damit eine steile Enveloppe hatten sowie von verhältnismäßig kurzer Dauer waren, sich auch in ihrer

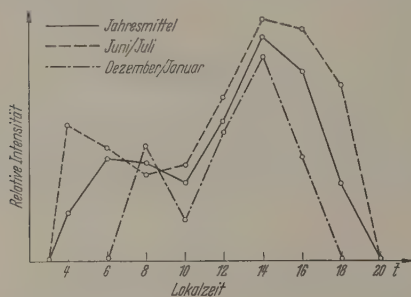


Abb. 6. Tagesgang der Intensität der Signale vom Typ I

Frequenz meistens sehr stark änderten. Bei langdauernden Signalen, mit verhältnismäßig kleiner Amplitude und flacher Enveloppe, war praktisch keine Frequenzänderung mehr meßbar.

Eine weitere interessante Erscheinung war das Auftreten eines Phasensprungs zwischen zwei Signalen oder innerhalb eines Signals, falls man beide als eine Einheit betrachtet.

Am Empfängereingang traten die Signale — je nach Antenne — mit Spannungen bis zu 5 mV auf.

Schönes Wetter begünstigte diese Signale auffallend stark. Zumindest konnten sie bei solchem Wetter fast immer einwandfrei registriert werden. So ist es wahrscheinlich, daß die bei schlechtem Wetter auftretenden anderen Erscheinungen wegen ihrer größeren Intensität die bei schlechtem Wetter nicht gemessenen Signale vom Typ I nur überdeckten.

Aus Abb. 6 ist der mittlere Tagesgang der Intensität — zeitlicher Mittelwert aus dem Produkt von Signalamplitude und Signaldauer — der Signale vom Typ I ersichtlich. Er zeigt morgens ein kleines und nachmittags ein großes Maximum, was also heißt, daß die Signale zu diesen Zeitpunkten öfters, stärker und länger als sonst auftraten. In den Sommermonaten waren die Maxima breiter und zogen sich mehr zu den frühen Morgenstunden und zu den späteren Abendstunden hin.

Nachts traten die Signale vom Typ I wesentlich schwächer auf als tagsüber. Das Verhältnis Tag zu Nacht der Intensitäten verhielt sich etwa wie 5:1 bis 10:1. Eine Detailuntersuchung für Perioden ungestörten Typ I-Empfangs ergab, daß am Tage durchschnittlich 47% der Zeit mit Signalen vom Typ I ausgefüllt war, wobei Signale mit 5, 6 und  $\geq 9$  Schwingungen dominierten. In der Nacht ging

der zeitliche Anteil auf 21% zurück. Berücksichtigt man hierbei noch den Amplitudenrückgang von auf Nacht auf die Hälfte, so ergibt sich der erwähnte Intensitätsunterschied Tag zu Nacht 10:1. Die Untersuchung nach der Stückzahl Signalen vom Typ I pro Zeiteinheit ergab folgendes Bild. Am Tage wurden durchschnittlich 38 Signale pro 40 sec registriert, wobei der Anteil von Signalen mit immer größeren Schwingungszahlen annähernd gleichmäßig immer weniger wurde. Nachts hingegen wurden in der gleichen Zeiteinheit nur mehr 22 Signale gemessen. Hierbei dominierten auffallend Signale mit nur zwei Schwingungen.

Im Zuge der gleichen Untersuchungen wurde auch noch die prozentuale Verteilung der verschiedenen Enveloppes-Typen der Signale vom Typ I ermittelt. Sie ergab; daß tagsüber die „mittelsteilen“ Enveloppen mit 49% Anteil die „steilen“ (20%) und die „flachen“ (31%) übertrafen. Nachts jedoch — auf Grund des Intensitätsrückganges — hatten 78% der Signale „flache“ Enveloppe, die „mittelsteilen“ (16%) und die „steilen“ (6%) traten damit weit in den Hintergrund.

II. Als Kurvenzüge des Typs II wurden solche klassifiziert, die im Gegensatz zu denen des Typs I nicht den sinusförmig-oszillatorischen Charakter hatten, sondern meistens ausgesprochen unregelmäßig waren (Abb. 5, II). Sie pendelten in ihrer Frequenz etwa zwischen 2 Hz und 6 Hz.

Die Dauer von Signalen dieser Art erstreckte sich oft über 1 Std. Während dieser Zeit konnte die Empfänger gemessene Eingangsspannung sehr stark schwanken. Je nach der Antenne erreichte sie Werte bis zu 100 mV. Die registrierten Spannungen waren fast immer sehr stark oberwellenhaltig und pendelten meistens in ihrer Grundfrequenz. In den meisten Fällen traten diese niedrigeren Frequenzen kurzzeitig annähernd sinusförmig auf.

Eine Häufigkeit des Auftretens dieser Signale zu gewissen bevorzugten Stunden konnte nicht festgestellt werden. Sie wurden zu allen Zeiten registriert und es bestand somit auch nicht der auffallende Tag-Nacht-Unterschied wie beim Typ I.

Der Signaltyp II schien jedoch in gewisser Abhängigkeit vom Wetter zu stehen. So wurde bei schönem, wolkenfreiem Wetter dieser Typ praktisch nicht gemessen, hingegen traten diese Signale mit großer Liebe bei tiefziehender Bewölkung auf, sowie bei setzendem Regen, der nach längerer Trockenheit erfolgte. Immerhin bestand aber kein absoluter Zusammenhang zwischen Regen und Signaltätigkeit, da einerseits entsprechende Registrierungen in regenloser Zeit vorlagen, andererseits bei Regen nicht immer eine Registrierung möglich war.

Daß aber, wie gesagt, gewisse Zusammenhänge mit dem Wetter da waren, bestätigten Untersuchungen bei einem Vergleich zwischen den Temperaturen (nach Angaben des Deutschen Wetterdienstes) bzw. deren Änderungstendenzen in

- München, Bodennähe,
- Wendelstein,
- Zugspitze,
- München, 5 km Höhe,
- München, 10 km Höhe

den Registrierungen von Signalen vom Typ II wurde festgestellt, daß immer einen Tag oder höchstens zwei Tage vor der Registrierung vom Typ II bei einer der Temperaturmeßstellen in b), c), oder e) die Temperaturtendenz auffallend steigend war, obwohl sie bei a) in München, Bodennähe fallender höchstens gleichbleibend sich zeigte. Auffallend nun noch weiter, daß nach einer darauf auch in München, Bodennähe eingetretenen Erwärmung der Ausfall von Signalen aller Art auffällig stark zurückging. Für die Signale vom Typ I, die bei dem damit meistens verbundenen „blauen Himmel“ sonst gut registrieren waren, ergab sich dadurch ein Ausnahmefall.

III. An sonstigen Erscheinungsformen von Signalen traten auch noch solche auf, die zwar mehr oder weniger selten waren, jedoch immerhin erwähnenswert scheinen.

So konnten Signale gemessen werden, die eine Frequenz zwischen 0,5 und 2 Hz hatten (Abb. 5, III). Ihre Amplitude war teilweise beachtlich und konnte bis zu 50 mV am Empfängereingang betragen. Ähnlich den Signalen vom Typ I hatten sie annähernd eine gleichmäßige Sinusform und dauerten mehrere Sekunden bis Minuten an. Die Erscheinung wurde häufig nachmittags gemessen, war jedoch nicht unbedingt an gewisse Tages- oder Nachtstunden gebunden.

Eine andere, jedoch seltenere Form von Signalen wurde bis zu 30 sec. Einer anfänglichen Frequenz von 6 Hz bis 9 Hz folgten nach etwa 15 sec niederfrequenter Überlagerungen. Diese waren gegen Ende der Signale größer als die ursprünglichen, höherfrequenten Schwingungen, so daß zum Schluß nur noch diese niederfrequenten Schwingungen von 1 Hz bis 3 Hz auftraten, die schließlich langsam verebten. Diese langdauernden Signale verliefen von vorneherein meistens nicht sinusartig und insbesondere zeigten die niederfrequenten Ausschwingvorgänge starke Verzerrungen.

IV. Schließlich wurden auch noch Blitze registriert (Abb. 5, IV), die einmal optisch oder auch im Rundfunkgerät als solche erkannt werden konnten. Wegen der hohen Spannungen, die dabei in der Antenne auftraten, mußte der Empfänger in seiner Verstärkung stark reduziert werden, da andernfalls Überlagerungen der Röhren Messungen unmöglich gemacht hätten. Leider konnte dadurch nicht mehr festgestellt werden, ob sich an die Blitze noch eventuell schwächere Ausschwingvorgänge anschließen würden. Immerhin zeigten die registrierten Blitze einen nicht unerheblichen Gehalt an Frequenzen im interessierenden Gebiet.

V. Öfters, jedoch nicht regelmäßig, konnte eine Sonnenaufgangserscheinung festgestellt werden (Abb. 5, V). Ihre Grundfrequenz lag wie bei den Signalen des Types I bei etwa 9 Hz; sie wurde jedoch an einer Frequenz von vorzugsweise 3 Hz bis 4 Hz verlagert.

Die Zeit der Registrierung dieser Signale wanderte im Laufe der Monate und ein Vergleich mit der örtlichen Sonnenaufgangszeit ließ vermuten, daß beide Vorgänge in irgend einem Zusammenhang stehen könnten.

Um einen Sonnenaufgangsimpuls überhaupt zweifelsfrei als einen solchen aus dem Registrierstreifen

heraus sprechen zu können, mußte zu der fraglichen Zeit relativ schwacher Empfang sein, d. h. es durften keine anderen registrierfähigen Erscheinungen mit verhältnismäßig großer Intensität auftreten.

Das Sonnenaufgangssignal erreichte am Empfänger Spannungen von etwa 1 mV und erstreckte sich über mehrere Sekunden. An entsprechend günstigen Tagen wurde eine Wiederholung in immer größeren Zeitabständen ermittelt, die sich in der Größenordnung von 5 bis 10 min bewegten. Da die Intensität dieser Signale bei jeder Wiederholung im Durchschnitt gesehen immer kleiner wurde, war die Erscheinung nach etwa 1 Std — jahreszeitlich und wetterbedingt verschieden — nicht mehr meßbar.

Im Laufe eines Jahres wurde beispielsweise die Sonnenaufgangserscheinung über 200mal (etwa 60%) festgestellt. Der Ausfall der Registrierungen an den restlichen Tagen lag einerseits darin, daß die Registrieranlage nicht in Betrieb war, oder — und dies war der häufigere Grund — daß das zu erwartende Signal wegen anderer registrierfähiger Erscheinungen — wie Gewitter oder Auftreten des wesentlich stärkeren Types II — nicht mehr einwandfrei erkannt werden konnte. Im gleichen Zeitraum traf das zu erwartende Signal etwa 15mal offensichtlich nicht oder so verspätet ein, daß diese Fälle als anomal gelten konnten. Gemeint sind mit diesen Ausfällen Tage, an denen, falls das Sonnenaufgangssignal aufgetreten wäre, es auch als solches hätte erkannt werden können. In 18 Fällen wurden außer dem erwartenden Signal bereits 1 bis 2 Std vorher ähnliche, der Sonnenaufgangserscheinung gleichende Vorgänge aufgezeichnet.

Zu anderen Tageszeiten und insbesondere in der Nacht waren Signale ähnlicher Art praktisch nicht festgestellt worden.

#### 4. Physikalische Natur der Signale

Von all den bisher beschriebenen Vorgängen interessierten nun physikalisch in erster Linie die unter Typ I bezeichneten Signale, die in ihrer Frequenz von 8 Hz bis 9 Hz die Voraussetzungen in sich bargen, als die gesuchten Eigenschwingungsvorgänge des Systems Erde—Ionosphäre in Frage zu kommen. Es lag daher nahe, Untersuchungen anzustellen, die ergeben sollten, ob es sich bei den empfangenen Signalen vom Typ I um elektromagnetische Wellen handelte. Der erste Schritt in dieser Richtung bestand deshalb darin, die Ausbreitungsbedingungen dieser Signale zu ermitteln; denn, sollte sich ein lokaler Charakter der Vorgänge herausstellen, waren ja weitere Untersuchungen bezüglich elektromagnetischer Wellen illusorisch.

a) Es wurde daher in Halsberg bei Au in der Hallertau eine komplette zweite Meß- und Registrieranlage aufgestellt, die es ermöglichte, mit einem zweiten Schnellschreiber genaue Kurvenvergleiche zwischen den Messungen der beiden Stationen in München und Halsberg durchzuführen. Die Entfernung von Halsberg zur Mutterstation in der Technischen Hochschule München betrug dabei 50 km Luftlinie in südlicher Richtung. Die Messungen wurden mit Drahtantennen durchgeführt. Zu ihrer Synchronisation dienten Zeitzeichen von Rundfunkstationen.

Als Resultat dieser Messungen ergab sich, daß die Signale der Frequenz um 8 Hz offensichtlich fast



immer an beiden Stationen gleichzeitig aufgezeichnet worden waren, während speziell die niederfrequenten Erscheinungen um 1 Hz bis 2 Hz nicht so oft übereinstimmten, daß man von einem absoluten Zusammenhang sprechen konnte.

Nachdem also festgestellt war, daß es sich bei den registrierten Signalen vom Typ I nicht um Vorgänge mit rein lokalem Charakter handelte, wurde als nächstes versucht, den elektrischen und den magnetischen Anteil dieser Signale getrennt zu analysieren.

Zur Erfassung des elektrischen Anteils der Signale diente wieder eine horizontale Drahtantenne, während die Messung des magnetischen Feldes [2] mit einer Spule mit besonders vielen Windungen durchgeführt wurde. Da sich gezeigt hatte, daß besonders die Spule auf Bahnfrequenzstörungen sehr empfindlich war, wurden diese Messungen auf dem abseits vom elektrischen Bahnnetz liegendem Hohenpeißenberg abgewickelt.

Das Resultat dieser Versuche war nun auch offensichtlich positiv. Fast zu jedem mit der Horizontalantenne aufgenommenen Signal der Frequenz von etwa 8 Hz ließ sich der zugehörige, mit der Spule gemessene magnetische Anteil nachweisen. Antenne und Spule zeigten natürlich auch voneinander unabhängige Spannungsvorgänge. Insbesondere waren die bei der Antenne öfters auftretenden niederfrequenten Erscheinungen unter 3 Hz bei der Spule fast nie zu bemerken; es bestand jedoch hierbei die Möglichkeit, daß die Empfindlichkeit der Apparatur nicht mehr ausreichte, berücksichtigt man die Abnahme der in der Spule induzierten Spannung mit der Frequenz.

b) Als nächstes wurde ein Augenmerk auf die Polarisierung der Signale sowie auf ihre eventuell bevorzugte Einfallsrichtung gerichtet.

Die Messungen des elektrischen Feldes ergaben diesbezüglich keinen Erfolg, denn es konnten mit horizontalen wie auch mit vertikalen Antennenanordnungen die Signale immer gleichmäßig beobachtet werden.

Zur Untersuchung des magnetischen Feldes dienten aus Vergleichsgründen zwei Spulen, die gleich ausgerichtet auf denselben Meßausschlag einjustiert wurden. Durch Verdrehen einer Spule in verschiedene Himmelsrichtungen, sowie durch Schräg- und Vertikalstellung bestand nun eine Vergleichsmöglichkeit mit jeweils einer bestimmten Richtung. Es ergab sich, daß bei Spulennachlagerung in Ost-West-Richtung der maximale richtungsabhängige Empfang zu erzielen war, während in den anderen Richtungen die in der Spule induzierten Spannungen nur mehr etwa halb so groß waren.

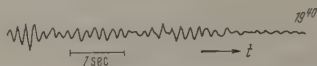


Abb. 7. Magnetisches Signal, gemessen mit senkrecht stehender Spulenachse

Bei den magnetischen Messungen mit der Spule fielen auch einige besondere Signale auf, wie sie beispielsweise Abb. 7 zeigt. Sie traten plötzlich, ohne irgend einen Zusammenhang erkennen zu lassen auf und ihre Amplitude war etwa 100mal größer als die der normalen Vorgänge. Die Frequenz dieser Erscheinung betrug meistens 5 Hz bis 6 Hz, die Kurvenform war sinusförmig-gleichmäßig. Die gemessenen Signale dauerten manchmal bis zu 15 min an und schwankten

in ihrer Amplitude stark. Aber auch noch niederfrequenter Signale konnten ermittelt werden. Sie waren manchmal von höherfrequenten Vorgängen überlagert, manchmal traten sie aber auch so klar hervor. Die unterste noch gemessene Frequenz betrug etwa 1 Hz und wiederholte sich anscheinend öfters. Die so erzeugten Spannungen in der Spule erzeugenden magnetischen Feldschwankungen mußten immerhin von beachtlicher Größe gewesen sein, wurde doch in der Spule nur etwa  $\frac{1}{10}$  der zu messenden Spannung induziert wie dies den gleichen magnetischen Feldschwankungen bei etwa 9 Hz entsprach.

Letztlich fiel noch beim Vergleich zwischen Antenne und Spule bei längeren Antennensignalen die Unterbrechung des gleichen, zugehörigen Spulensignales während etwa einer Periodendauer auf.

c) Speziell bei den Signalen vom Typ I wurde die Ermittlung der elektrischen und magnetischen Feldstärken dieser Signale als wesentlicher Faktor bei der Ergründung ihrer Eigenschaften angesehen. Um zwar aus folgenden 3 Gründen.

Einmal konnten an Hand der errechneten Feldstärken Vergleiche zwischen den Meßresultaten verschiedener Antennen verschiedener Orte durchgeführt werden. Die positiven Ergebnisse dienten dann zur Erhärtung aller vorhergehenden Messungen.

Außerdem ergab sich daraus auch die Möglichkeit einer Diskussion der verschiedenen räumlichen Feldverhältnisse. So war es bislang nicht möglich die Spannungsverteilung einer Horizontalantenne mit denen einer Vertikalantenne in Beziehung zu bringen, da die Meßwerte der Vertikalantenne um ein Vielfaches kleiner waren. Gleiches galt für Messungen mit Erdantennen.

Ferner wurde zum Nachweis der elektromagnetischen Natur der Signale hierdurch die Vergleichsmöglichkeit zwischen dem über den Wellenwiderstand der Luft errechneten Feldstärkewert der Spule und der tatsächlichen elektrischen Feldstärke geschaffen.

Bei der Errechnung der elektrischen Feldstärke aus den Spannungswerten, die die horizontalen Drahtantennen sowie die vertikalen Antennen (Kurbelmeßantennen) lieferten, wurde umgerechnet, um wieviel sich die gemessene Antennenspannung in erster Näherung reduziert hatte, durch die parallele Belastung der Ableitungskabel-Kapazität und des Eingangswiderstandes des Verstärkers. Unter Berücksichtigung der Höhe bzw. der Länge der Antenne ergab sich dann die Feldstärke.

Als besonders wichtig wurde die Errechnung der elektrischen Feldstärke aus Erdantennen nach GROSCHOPF [3] angesehen. Es mußten hierbei keine Annahmen und Annäherungen gemacht werden, sondern es konnte aus der Beziehung

$$U_0 = \frac{a}{|60 \cdot \sigma \cdot \lambda|} \cdot E = h_0 \cdot E$$

über die Meßwerte die Feldstärke direkt abgelesen werden. Die Meßwerte einer Versuchsreihe betrugen hierbei z. B.:

$$\begin{aligned} R_e &= 200 \, \Omega, \text{ Widerstand zwischen den Erdern;} \\ a &= 50 \, \text{m, Abstand der Erde;} \\ \sigma &= 10^{-4} \, \text{Siemens/m, Bodenleitfähigkeit;} \\ \lambda &= 3 \cdot 10^7 \, \text{m, Wellenlänge;} \\ U_0 &= 0,13 \cdot 10^{-3} \, \text{V, Leerlaufspannung;} \end{aligned}$$

hieraus resultierte eine elektrische Feldstärke von

$$E = 1,1 \cdot 10^{-3} \text{ V/m.}$$

Die weitere Kontrolle der Feldstärkewerte ergab sich aus dem Vergleich einer direkten elektrischen Feldstärkemessung, basierend auf den Meßwerten einer horizontalen Drahtantenne, und einer elektrischen Feldstärke, die sich aus einer gleichzeitigen Induktionmessung über das magnetische Feld und Umrechnung über den Wellenwiderstand der Luft ergab.

Die Meßwerte im einzelnen betrugen hierbei z. B.  
 $U = 2 \cdot 10^{-6} \text{ [V]}$ , in der Spule induzierte Spannung;  
 $w = 2,5 \cdot 10^5$ , Windungszahl der Spule;  
 $F = 10 \text{ [cm}^2\text{]}$ , Spulenquerschnitt;  
 $\mu_r = 10$ , wirksame Permeabilität der Spule;  
 $f = 8 \text{ [Hz]}$ , gemessene Frequenz

und lieferten folgende Werte:

Magnetische Induktion

$$\begin{aligned} B &= 1,5 \cdot 10^{-14} \text{ [V} \cdot \text{sec/cm}^2\text{]} \\ &= 1,5 \cdot 10^{-6} \text{ [Gauß]} \\ &= 0,15 \text{ [}\gamma\text{]}; \end{aligned}$$

Magnetische Feldstärke

$$H = 10^{-7} \text{ [A/cm]} = 10^{-5} \text{ [A/m]};$$

hieraus errechnete sich über den Wellenwiderstand der Luft eine elektrische Feldstärke

$$E_s = 3,6 \cdot 10^{-3} \text{ V/m.}$$

Die über die horizontale Drahtantenne direkt ermittelte elektrische Feldstärke war im gleichen Fall

$$E_a = 1,7 \cdot 10^{-3} \text{ V/m.}$$

Zusammenfassend ergab sich somit für Horizontalantennen, Vertikalantennen und Erdantennen eine elektrische Feldstärke in der Größenordnung zwischen

$$E = 10^{-3} \text{ und } 4 \cdot 10^{-3} \text{ V/m,}$$

während die Werte des magnetischen Feldes, errechnet aus Messungen mit der Spule, sich auf etwa

$$H = 10^{-5} \text{ A/m}$$

belaufen, wobei war

$$B = 1,5 \cdot 10^{-6} \text{ Gauß.}$$

### 5. Möglichkeit von Fehlmessungen

Besonders große Beachtung wurde bei der Durchführung aller Messungen auf die Tatsache gelegt, nach Möglichkeit von vornherein alles zu vermeiden, was zu irgendwelchen Fehlresultaten hätte führen können. Dies war schon darum notwendig, da anfänglich keinerlei Vergleichsmöglichkeit mit von anderen Seiten durchgeführten Untersuchungen ähnlicher Art bestand. Es wurden darum diesbezüglich besondere Überlegungen und Kontrollversuche angestellt.

a) So erfolgte die Untersuchung der Drahtantennen auf mechanische Resonanzen. Durch künstliches Anlegen des Drahtes zum Schwanken konnten jedoch keine Antennensignale, ähnlich dem gemessenen Signaltyp I erzeugt werden. Abgesehen davon, waren mit der lose am Boden liegenden Erdantenne die besten Signale ja auch zu empfangen. Die Überprüfungen der Antennen auf elektrische Resonanzen

verliefen bis zur höchsten meßbaren Frequenz von 20 kHz hinauf auch entsprechend negativ. Ebenso änderte die Parallelschaltung einer zusätzlichen Kapazität zur Antenne die Meßwerte nicht. Die abgeschirmten Zuleitungen zwischen den Antennen und dem jeweiligen Verstärker waren bei jeder Antennenanordnung verschieden, trotzdem wurden auch hierdurch die Signale nicht beeinflusst. Leerlauf-Kontrollmessungen ohne Antenne und ohne abgeschirmte Zuleitung waren natürlich selbstverständlich. Desgleichen die Überprüfung des Verstärkers nach seiner Erschütterungsempfindlichkeit.

b) Besondere Beachtung wurde auch der Möglichkeit von Signalverfälschungen geschenkt. Theoretisch konnte es nämlich möglich sein, daß am Verstärkereingang auftretende impulsartige Signale (z. B. von



Abb. 8a—d. Überprüfung des Verstärkers auf Signalverfälschungen. a) Normale Kontrollregistrierung. b) Entladung eines Kondensators von 50 pF,  $U_0 = 3 \text{ V}$  am Verstärkereingang. Verstärkungsgrad wie bei a. c) Kurzzeitiges Anlegen einer Gleichspannung von  $U = 3 \text{ mV}$ . Verstärkungsgrad wie bei a. d) Plötzliches An- und Abschalten einer Sinusspannung von 8 Hz. Verstärkungsgrad wie bei a.

Blitzen herrührend) am Verstärkerausgang als irgendwelche oszillierende Ausschwingvorgänge in Erscheinung traten, hervorgerufen durch entsprechende Signalverfälschungen an der Flanke der oberen Grenzfrequenz des Verstärkers.

Zur Beobachtung all dieser und ähnlicher Erscheinungen und zu ihrer Kontrolle wurden verschiedene Experimente durchgeführt. Zuerst galt es dabei den Verstärker so einzustellen, daß sich eine normale Registrierung der Signale, wie sie Abb. 8a zeigt, einstellte.

Als Kontrollimpuls am Verstärkereingang diente nun ein geladener Kondensator von 50 pF, der über den am Verstärkereingang liegenden Widerstand von 10 M $\Omega$  zur Entladung gebracht wurde. Es wurde nun weiter experimentell festgestellt, wie groß die Ladespannung des 50 pF-Kondensators sein mußte, damit das mit diesem Kondensator erzeugte Signal — bei gleichem Verstärkungsgrad wie bei der vorhergehenden Kontrollmessung normaler Signale — in der gleichen Größenordnung registriert wurde wie die vorher aufgenommenen Nutzsignale. Es ergaben sich dabei notwendigerweise 3 V Ladespannung des Kondensators und Abb. 8b zeigt die damit im Verstärker erzeugten Signale.

Es mußte also gegenüber den Nutzsignalen eine 1000mal größere Spannung aufgewendet werden, um Signale der geforderten Größe zu erhalten. Vergleicht man dieses Resultat mit den tatsächlichen Vorgängen in der Natur, so kann man sagen, daß bei normaler Schönwetterlage wohl kaum solche Spannungsimpulse



in der Atmosphäre auftreten, die in der Antenne entsprechend 3 V-Impulse erzeugen würden. Außerdem war auch die Frequenz der durch den Spannungsimpuls entstandenen Signale mit 10 Hz höher als die sonst gemessenen 8 Hz. Am wichtigsten erscheint jedoch die Tatsache einer völlig anderen Kurvenform der experimentellen Signale. Sie ergaben ganz stark gedämpfte Abklingvorgänge, die sich damit von Signalen mit vielen Perioden Dauer vollkommen unterschieden.

Im Anlegen einer Gleichspannung am Verstärkereingang bestand das nächste Experiment. Unter Beibehaltung des bereits erwähnten Verstärkungsgrades wurde im Versuch festgestellt, daß  $3 \cdot 10^{-3}$  V notwendig waren, um Registrierungen zu bekommen, die in ihrer Amplitude etwa in der Größenordnung der sonst gemessenen Signale lagen. Wie Abb. 8c zeigt, traten beim mehrmaligen An- und Abschalten dieser Gleichspannung überhaupt keine Schwingungsvorgänge auf, sondern nur immer wieder abklingende Gleichstromverschiebungen, die durch die untere Grenzfrequenz des Verstärkers von etwa 0,5 Hz bedingt waren.

Der letzte Kontrollversuch sollte nun noch zeigen, daß auch beim Anlegen einer festen Spannung von 8 Hz — entsprechend Signaltyp I — und wiederum beim gleichen Verstärkungsgrad wie bei den vorhergehenden Versuchen beim plötzlichen An- und Abschalten dieser Spannung keine auffallenden Ein- und Ausschwingvorgänge zu verzeichnen waren. Dieser Versuch erwies sich noch als zweckmäßig, um die Gewähr zu haben, daß die vielfach registrierten langdauernden Signale vom Typ I auch tatsächlich nicht erst im Verstärker erzeugt wurden und der Verstärker also keine Nachschwingerscheinungen aufwies. Wie Abb. 8d zeigt, setzte die angelegte Wechselspannung von 8 Hz innerhalb einer Halbwelle ein und aus, so daß diesbezügliche Störmöglichkeiten nachgewiesenermaßen auch nicht in Frage kamen.

c) Neben diesen experimentellen Untersuchungen sprach auch schon überlegungsmäßig der Abstand der Frequenz der gemessenen 8 Hz-Signale von der oberen Grenzfrequenz von 13 Hz des Verstärkers gegen solche Signalverformungen. Ganz abgesehen davon, wurden die anfänglichen Messungen sowieso alle mit einem Verstärker durchgeführt, dessen obere Grenzfrequenz 25 Hz betrug. Trotz dieser verschiedenen oberen Grenzfrequenzen der einzelnen Verstärker ergaben sich aber stets die gleichen Meßresultate.

d) Theoretische Betrachtungen zum Problem, ob die gemessenen Signale trivialen Ursprungs waren, führten zusammenfassend zu folgendem Ergebnis. Es war als unwahrscheinlich anzunehmen, daß irgendwelche Störungen

- a) sinusförmig auftraten,
- b) verschiedene Frequenzen hatten,
- c) innerhalb eines Signales in ihrer Frequenz abnahmen,
- d) einen Tagesgang hatten, der von der Jahreszeit abhing,
- e) eine Sonnenaufgangserscheinung hatten,
- f) an verschiedenen Orten gleichzeitig auftraten,
- g) an verschiedenen Orten mit verschiedenen Antennenanordnungen mit annähernd gleicher Feldstärke zu messen waren,

b) in ihrem elektrischen und magnetischen Feldstärkeverhältnis elektromagnetische Wellen entsprachen.

i) Andere Autoren berichteten später von ähnlichen Untersuchungen und Ergebnissen.

So kann diesbezüglich abschließend gesagt werden, daß die beschriebenen Meßergebnisse nach menschlichem Ermessen als unbedingt reell angesehen werden können.

## 6. Diskussion der Meßresultate

a) Die Signale des Types I, charakterisiert durch ihre sinusförmige, oszillatorische Eigenart und durch eine Frequenz von etwa 9 Hz waren die in erster Linie interessierenden Vorgänge. Sie erfüllten von der meßtechnischen Seite her praktisch alle Bedingungen, die an sie gestellt werden konnten, um die Signale als die gesuchten Eigenschwingungserscheinungen des Systems Erde—Ionosphäre ansehen zu können.

Messungen an zwei verschiedenen, räumlich getrennten Stationen zeigten die Signale bei beiden Stationen zu gleichen Zeit an, so daß als ihre Ursache lokale Vorgänge ausschieden, ebenso wie Luftdruckwellen oder ähnliche Erscheinungen nicht mehr in Frage kamen. Weiter konnte der elektromagnetische Charakter der Signale durch die erfolgreiche Umrechnung der gemessenen magnetischen Feldstärke auf den Wellenwiderstand der Luft in die entsprechenden gemessene elektrische Feldstärke bewiesen werden.

Eine theoretische Erklärung des teilweise so stark abweichenden Verhaltens dieser Signale gegenüber denjenigen höherfrequenter Signale — bekannt als „atmospherics“ im Frequenzgebiet zwischen 5 kHz und 10 kHz — geben unter anderem die Berechnungen von SCHUMANN [4]. Sie basieren auf der Voraussetzung, daß Entladungen (Blitze) Schwingvorgänge im System Erde—Ionosphäre anregen. Der Resonanzverhalt dieses Systemes wird hierbei einzelsatzweise durch das eines Parallelschwingkreises dargestellt, dessen  $C$  aus der Kapazität der Luftschicht resultiert. Der hierzu parallele Zweig ist proportional  $1/\sqrt{\omega}$ , besteht also aus der Serienschaltung eines reellen Widerstandes, dessen Größe  $\sqrt{\omega}$  proportional ist, und aus einer Induktivität, deren Größe zu  $1/\sqrt{\omega}$  proportional ist. Verursacht ist das Auftreten des Widerstandes durch den Skineffekt der Ionosphäre, die so dick ist, daß die Felder sich ohne Begrenzung bei jeder Frequenz beliebig weit darin ausbreiten können. Die beobachtete Feldstärke ist die erzeugte Spannung des Kondensators.

Die Eigenschaften dieses Kreises geben im Prinzip den beobachteten zeitlichen Verlauf der Signale wieder. So ändert sich durch die Dämpfung die theoretisch errechnete Resonanzfrequenz von 10,6 Hz und wird niedriger. Andererseits läßt sich durch die gemessene 9 Hz als Resonanzfrequenz der Leitwert der Ionosphäre rückschließend mit etwa  $\kappa = 0,5 \cdot 10^{-4}$  Siemens/Meter errechnen. Dieser Wert wird unter anderem auch dadurch verständlich, weil die Felder bei diesen geringen Frequenzen sich bis tief in die Ionosphäre hinein erstrecken, also bis ins Gebiet großer Elektronendichten.

Bei der weiteren Behandlung des Schwingkreises über Dirac-Impulse ergibt sich das gleichzeitige Auf-

reten zweier etwas verschiedener Frequenzen, von denen die eine gedämpft ist, die andere aber mit der Zeit exponentiell anwächst, wodurch die bei den Messungen aufgefallene Frequenzabnahme der Signale erklärt wird. Auch kommt es durch das Auftreten der zwei nahezu gleichen Frequenzen zu schwebungsartigen Verläufen der Signalamplituden, wobei — wie bei Schwebungserscheinungen bekannt — gelegentlich auch Phasensprünge möglich sind. Die räumliche Verteilung der Signalstärke über die Erdoberfläche ergab sich theoretisch so, daß in Blitznähe und bei dessen Antipoden die stärksten Zeichen zu erwarten sein müßten, während ein Blitz, der an dem zur Meßstation gehörigen Äquator stattfindet, nicht meßbar wäre.

Auch mit der auffallenden Tatsache, daß die beobachteten Signale am Tage stärker waren als wie in der Nacht befaßte sich SCHUMANN [5]. Es wird hierbei die Elektronenbewegung unter Einbeziehung des Erdmagnetfeldes berücksichtigt, die in der Ionosphäre bei langen Wellen in diesem Zusammenhang mit der Höhenverschiedenen Stoßzahl (jeweils in der D- und E-Schicht) von  $O^+$ -Ionen (Gyrofrequenz  $\Omega_I$ ) ergab, daß für Wellen mit  $\omega \ll \Omega_I$  dieselben am Tage in der Ionosphäre an der D- und E-Schicht reflektiert würden, während sie in der Nacht die dann allein vorhandene F-Schicht mehr oder weniger frei durchdringen könnten, weil unter diesen Umständen die Ionen und die Elektronen in ihrer Wirkung sich gegenseitig aufheben. Die Dämpfung der Luftwelle erfolgt also in der Hauptsache nicht durch Energieverlust in der Ionosphäre, sondern durch Abstrahlung nach außen (Leakage Mode). Es herrscht eine gewisse Ähnlichkeit mit den Vorgängen, wie sie STOREY [6] für die Erklärung der Ausbreitung der „whistler“ vorge schlagen hat. Vergleicht man die Ergebnisse von SCHUMANN mit den verschiedenen anderen bekannten Meßresultaten, so ergibt sich für die Tag-Nachterschiede der Signale diverser Frequenzen eine vorzügliche Deutung. Bei 0,5 Gauß des Erdmagnetfeldes ist  $\Omega_I = 300$  [1/sec] bzw.  $f = 50$  Hz. Für die wesentlich unter diesem Frequenzwert liegenden 9 Hz-Signale ( $\omega \ll \Omega_I$ ) erklärt sich damit der meßtechnische, dominierende Tagempfang dieser Signale. Diese bereits früher von SCHUMANN und KÖNIG [7] gemachte Beobachtung wurde nun in erfreulicher Weise von HOLZER, DEAL und RUTTENBERG [8] ergänzt. Wie aus Abb. 9 ersichtlich ist, verschieben sich die Empfangsverhältnisse mit höher werdender Frequenz der Signale zugunsten der Nacht. Bei 26 Hz ( $\omega > \Omega_I$ ) sind die Tag-Nachtempfangsstärken gleich und bei noch höheren Frequenzen ( $\omega \gg \Omega_I$ ) dominiert in bekannter Weise der Nachtempfang.

b) Als wohl einer der ersten berichtete EBERT [9] über Untersuchungen in diesem niedrigen Frequenzgebiet. Diese Arbeit aus dem Jahre 1906 berichtet über Pulsationen in der erdmagnetischen Feldkraft im Frequenzband von 6 Hz bis 40 Hz, enthält aber neben dem Hinweis über die Existenz einzelner Vorgänge auch mit Frequenzen unter 10 Hz keine näheren Einzelheiten. Genaueres stammt dann schon von ENZEL und SALISBURY [10], WILLIS [14], AARONS [2] sowie AARONS und HENISSART [13], die alle in diesem niedrigen Frequenzgebiet Messungen durchführten, deren Ergebnisse fast ausnahmslos zu den gleichen Resultaten paßten. Interessante Unter-

suchungen in USA mit Spulen und Vertikalantennen führten HOLZER und DEAL [14] durch, wenn leider auch nur im Frequenzband zwischen 25 Hz und 130 Hz. Es wird als auffallend berichtet, daß im Frühjahr (März, April) das Aktivitätsmaximum zwischen 14 Uhr und 21 Uhr Weltzeit lag, im Sommer hingegen zwischen 10 Uhr vormittags und 24 Uhr Lokalzeit (entspricht 18 Uhr und 8 Uhr Weltzeit). So war der in Abb. 10 gezeigte 16 Uhr Lokalzeitwert des Sommers etwa 3mal so groß als der korrespondierende

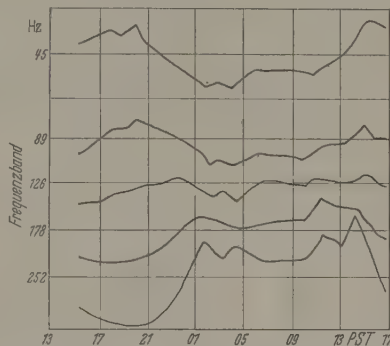


Abb. 9. Durchschnittlicher Tagesgang der Intensität von elektromagnetischen Signalen im Frequenzband zwischen 45 Hz und 252 Hz nach HOLZER, DEAL und RUTTENBERG

Wert des Frühjahrs. Die Ergänzung zu dieser Arbeit publizierten HOLZER, DEAL und RUTTENBERG [8]. Es wird dabei vom Peilempfang mit einer Spule berichtet, mit dem es möglich war, den Herd der in den Wintermonaten empfangenen Signale in Richtung Afrika anzupeilen, während das Sommermaximum

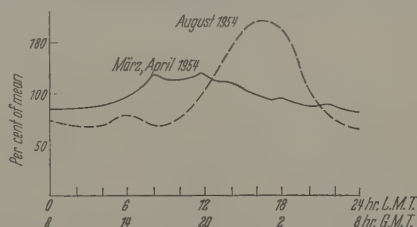


Abb. 10. Mittlerer Tagesgang der Amplitude von elektromagnetischen Signalen zwischen 25 Hz und 130 Hz nach HOLZER und DEAL

seine Entstehungsursache im amerikanischen Kontinent hatte. Schließlich verweisen die Verfasser auch noch auf eine Arbeit von CHAPMAN und MATTHEWS [15] hin, in der das angegebene Amplitudenspektrum von atmospheric bei 10 kHz ein Maximum, zwischen 2 bis 3 kHz ein Minimum und ein zweites Maximum zwischen 30 bis 100 Hz hat und schließen diesen Erkenntnissen ihre eigenen Resultate an. In Abb. 11 wurde zu diesen Werten der eigene Meßpunkt bei 9 Hz hinzugefügt, der sich vorzüglich an den Kurvenverlauf anschließt. GOLDBERG [16] schließlich berichtet ebenfalls von Untersuchungen im Frequenzband von 1 Hz bis 150 Hz. Für Signale mit „burst“-Charakter wurde dabei das gleichzeitige Auftreten von Blitzsignalen, die im Radiofrequenzgebiet atmospheric von 500 kHz erzeugten, angegeben. Neben anderen Meßresultaten ist speziell dieses als sehr wesentlich anzusehen, da es die Voraussetzungen bestätigte, unter denen SCHUMANN seine Berechnungen durchführte.



c) Ganz allgemein kann schließlich noch gesagt werden, daß es sich bei den festgestellten Signalen von 9 Hz nach den bisherigen Erfahrungen um die Wellen der niedersten Frequenz handelt, die sich noch elektromagnetisch ausbreiten, da zu noch niederfrequenten Signalen der jeweils zugehörige elektrische bzw. magnetische Anteil bisher nicht zu erfassen war. Auffallend ist außerdem, daß Vorgänge mit einer Frequenz um 10 Hz auf der Erde überhaupt eine gewisse Rolle spielen. Dies läßt sich z. B. aus elektroencephalographischen Untersuchungen ersehen. Der  $\alpha$ -Rhythmus der Gehirnströme tritt hier bevorzugt mit etwa 10 Hz auf. Darüber hinaus ergaben auch Messungen von ROHRACHER [17] neben mechanischen Mikroschwingungen des menschlichen Körpers noch Erdvibrationen mit der gleichen Frequenz.

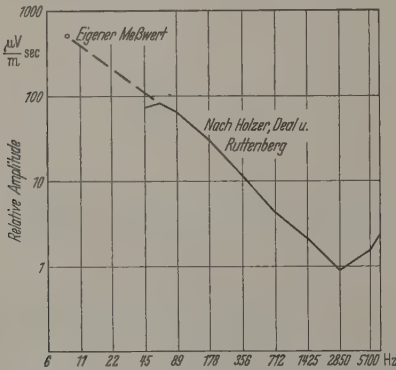


Abb. 11. Typisches Spektrum elektromagnetischer Signale im Frequenzbereich zwischen 5100 Hz und 45 Hz nach HOLZER, DEAL und RUTTENBERG in Ergänzung der Werte von CHAPMAN und MATTHEWS. Daran anschließend der Wert der eigenen Messungen bei 9 Hz

d) Die Signale des Types II unterscheiden sich, wie schon erwähnt, in ihrer Frequenz, Kurvenform und Intensität sehr stark von denen des Types I und verdienen eigentlich den Namen „Signale“ nicht, da es sich ja meistens um langdauernde und sehr unregelmäßige „Erscheinungen“ handelte. Sie scheinen ihren Charakter nach sicher keine elektromagnetischen Vorgänge zu sein, sondern es dürfte sich dabei mehr um elektrostatische Vorgänge handeln. Ihr Zusammenhang mit dem örtlichen Wetter war ziemlich offensichtlich und so läßt sich ihr Ursprung in starken elektrischen Feldschwankungen vermuten, wie sie bei Wolken von der Meteorologie her ja bekannt sind. Außerdem könnten diese Signale durch elektrisch geladenem bzw. ionisiertem Regen, der den Ladungsausgleich zwischen Wolken und Erde durchführt, verursacht werden.

e) An sonstigen Erscheinungen fielen besonders niederfrequente, hauptsächlich nur elektrisch gemessene Schwankungen mit einer Periodendauer von 1 bis 1,5 sec auf. Auch hierbei dürfte es sich um elektrische Feldschwankungen handeln, die ihren Ursprung in geladenen Luftschichten haben. So weist z. B. FICKER [18] auf Wellenbildungen an der Grenzfläche zwischen dichter Luftmassen hin, deren Wellenlänge zwischen  $\lambda = 100$  m und  $\lambda = 1000$  m bei Ausbreitung mit Schallgeschwindigkeit elektrische Feldschwankungen zwischen 0,3 und 3 Hz unter gewissen Voraussetzungen ergeben könnten. REITER [19] erbrachte den hierzu interessanten Nachweis über das

Vorhandensein polarisierter Wolken- bzw. Luftschichten, deren räumliches Schwanken ähnliche elektrische Feldschwankungen erzeugen dürfte.

f) Bei dem als Sonnenaufgangserscheinung zeichneten Signal war zu prüfen, ob ein Zusammenhang mit dem örtlichen Sonnenaufgang besteht. Dafür sprach das fast regelmäßige Zusammentreffen mit der Sonnenaufgangszeit im Ablauf des Jahres, außerdem der Charakter des Signales, das aus 9 Hz-Schwingungen (Typ I) bestand, die auf unregelmäßige 1 bis 4 Hz-Vorgänge überlagert waren. Ferner konnte zur Zeit der Sonnenfinsternis am 30. Juni 1954 um 14.00 Uhr, bei der in München die Sonne zu etwa 80 % verdeckt wurde, nach Überschreiten des Sonnenfinsternis-Maximums eine typische Sonnenaufgangserscheinung registriert werden.

Die ersten Signale am Morgen waren verschiedentlich stark. Bei den mehrmaligen Wiederholungen, die zu 1 Std lang andauern konnten und mit Abständen von 5 bis 10 min auftraten, streute das Intensitätsmaximum innerhalb der ersten 20 min.

Daß die Sonnenaufgangserscheinung mit dem morgendlichen Ausbildung der Ionosphäre in Zusammenhang steht und nicht wie die Signale vom Typ I Blitzen ihre Entstehungsursache hat, bestätigen mehrere andere Berichte. So schreibt LAUTER [20] im Zuge von Untersuchungen der Struktur der tieferen Ionosphäre von ausgeprägten Sonnenaufgangseffekten mit Änderung des Reflexionskoeffizienten und einem Phasenwechsel — entspricht einer Höhenänderung des Reflexionsniveaus — von Wellen. Wie wird auf den beobachteten Einfluß der Sonnenfinsternis vom 30. Juni 1954 auf die Ionosphärenstruktur hingewiesen. LAUTER [21] und BRACEWELL [22] haben die Messung von ausgeprägten Sonnenaufgangseffekten für 16 kHz bis 100 kHz bekannt. Danach begann der Abfall des registrierten Reflexionskoeffizienten bereits ungefähr 1 Std vor Sonnenaufgang, während der Phasenwechsel (Höhenänderung des Reflexionsniveaus) erst um Sonnenaufgang erfolgte. Hieraus wird geschlossen — und dies ist in diesem Zusammenhang von besonderer Bedeutung —, daß die normale Ionisationsstruktur sich sehr schnell herstellt. Auch WICHMANN [23] weist bei 50 m-Wellen zur Zeit des Sonnenaufganges auf ein Maximum atmosphärischer Störungen hin, das wegen der geringen Tagesreichweite dieser Wellen lokale Ursache haben dürfte. Schließlich wurden in Japan von TAKAHASHI, OGAWA, YAMANO, HARAI und TAKIUCHI [24] Doppel-Effektmessungen von an der Ionosphäre reflektierten 4 MHz-Wellen durchgeführt, die um 5 Uhr morgens eine Sprungstelle in der Registrierung ergaben. Auch hier wird dies von den Verfassern auf eine plötzliche Senkung der Ionosphäre zurückgeführt. Faßt man nun alle Beobachtungen zusammen, so darf als gesichert gelten, daß bei Sonnenaufgang die Ausbildung der Ionosphäre in ihrer Tagesstruktur plötzlich vor sich geht.

g) Aus diesem Grund und auf Grund der eigenen Messungen schlage ich daher zur Erklärung der Sonnenaufgangserscheinung folgende Hypothese vor:

Die morgendliche Ausbildung der Ionosphäre in ihrer Tagesstruktur geht nicht stetig vor sich, sondern erfolgt, wie aus diversen Publikationen hervorgeht, eine plötzliche Bildung der tieferen Ionosphärenschichten (D-Schicht). Diese plötzliche Ausbildung

aber nur dann schnell genug vor sich gehen, wenn sich immer gleich ganze Flächen der Ionosphäre ihrer Tagesstruktur ergeben, da nur dann durch die dazwischen liegenden Pausen der zeitliche Gleichauf von fortschreitendem Sonnenaufgang und dem damit verbundenen Sonnenaufgangserscheinung gewährleistet ist. Die Bildung der Ionosphäre am Morgen muß also durch eine sprunghafte, flächenweise Veröberung nach Westen — zeitlich parallel zum Sonnenaufgang — vor sich gehen. Dieser Vorgang der Bildung solcher Schichten durch eine Labilität in der Ionosphäre kann etwa mit der Zündung einer Gasladung verglichen werden. Aus der plötzlichen plöhenänderung der Ionosphäre rührt nun gleichzeitig eine Änderung der Kapazität des Systemes Erde—Ionosphäre her, die nun wiederum eine sprunghafte Änderung der elektrischen Verhältnisse dieses Systemes zur Folge hat. Der beim Sonnenaufgangssignal gemessene niederfrequenter Teil von 1 bis 9 Hz, der den Eindruck von mehr oder weniger unregelmäßigen elektrischen Feldschwankungen macht, entsteht demnach, neben diversen anderen Effekten, von dieser Feldstärkeänderung zwischen Erde und Ionosphäre. Gleichzeitig regt dieser Vorgang das dabei in seinem Tagesausbreitungszustand entstandene Schwingungssystem Erde—Ionosphäre zu Eigenschwingungen mit 9 Hz an. Die Überlagerung beider Formen entspricht dem gemessenen Sonnenaufgangssignal. Der zeitliche Ablauf dieses Vorganges ist nun so, daß von einem festen Meßplatz aus gesehen die Ionosphärenveränderung am Morgen von Osten her heranwandert. Bis dahin herrschen Nachtausbreitungsverhältnisse wie sie die Messungen ergaben. Die Stärke der ersten Sonnenaufgangssignale am Meßort hängt nun einfach davon ab, in welcher Weise die vorderste Schicht der sich neu bildenden Ionosphärenschichten den Meßplatz passiert. Knappes Heranrücken oder volles Überdecken dürften die Grenzwerte für anfänglich schwache oder starke Sonnenaufgangssignale am Meßplatz sein. Das meßtechnisch faßte Wiederholen der Signale in Abständen von bis 10 min bis zu 1 Std lang sowie ihre dabei laufend zunehmende Intensität kann nun schließlich dadurch erklärt werden, daß die mit fortschreitendem Sonnenaufgang immer weiter westlich vom Meßort entstehenden Sonnenaufgangssignale in östlicher Richtung — zurück zum Meßplatz — ja die guten Tagesausbreitungsbedingungen vorfinden und damit auch über größere Entfernungen hin zu beobachten sind. Durch den zeitlichen Abstand der Signale von 5 bis 10 min — aber allerdings durch die Vorgänge nördlich und südlich des Meßplatzes etwas fiktiv wird — läßt sich in der nächsten Näherung eine Ost-West-Tiefe der sich bildenden „Ionosphärenflächen“ von etwa 100 bis 200 km abschätzen.

Als Besonderheiten fielen Tage auf, an denen auffallend wenig Signale aller Art zu registrieren waren. Der erste Linie kamen dabei Tage mit irgendwelchem Zusammenhang in Frage. REITER [25] machte bei Untersuchungen im Frequenzgebiet zwischen 10 kHz und 50 kHz ähnliche Erfahrungen. Die gleiche Beobachtung wurde auch manchmal bei geschlossenen, dicken Hochnebelschichten gemacht. Nach den bisherigen Erfahrungen scheinen aber zumindest die Signale vom Typ I eine über große Strecken entfernnte Ursache zu haben, so daß mehr oder weniger

lokale Wetterzustände auf ihre Entstehung also keinen Einfluß haben können. Daraus ist zu folgern, die Signale sind da und die Erdoberfläche wird nur durch irgend etwas davon „abgeschirmt“. Im Falle des Hochnebels könnte die dicke Wolkenschicht diese Rolle übernehmen, während bei Föhn die in größeren Höhen auftretenden Warmluftschichten irgendwie polarisiert sein müßten, eine Möglichkeit, die von REITER [19] bereits nachgewiesen wurde.

### Zusammenfassung

Es konnte meßtechnisch festgestellt werden, daß im Frequenzgebiet zwischen 0,5 Hz und 25 Hz in der Atmosphäre elektrische und magnetische Signale nicht trivialen Ursprunges vorhanden sind.

Einmal wurde dabei die Existenz von elektromagnetischen Schwingungen mit einer Frequenz von etwa 9 Hz nachgewiesen. Der Ursprung dieser Signale liegt vermutlich in Blitzen, die den Resonator Erde—Ionosphäre zu Schwingungen in seiner Grundfrequenz anregen, wodurch Signale mit besonders günstigen Tages-Ausbreitungsbedingungen entstehen. Eigene Peilmessungen sowie solche vom amerikanischen Kontinent aus weisen nach Zentralafrika als einen Hauptentstehungsort dieser Erscheinungen. Ihre elektrische Feldstärke betrug etwa  $2 \cdot 10^{-3}$  V/m, die magnetische etwa  $10^{-5}$  Amp/m, die magnetische Induktion  $10^{-6}$  Gauß. Die Intensität der Signale betrug nachts den zehnten Teil vom Tagwert.

Daneben zeigte sich das Vorhandensein verschiedener elektrischer Feldschwankungen, die bei unregelmäßigem Amplituden- und Frequenzverlauf im Frequenzbereich zwischen 2 Hz und 6 Hz lagen. Ein ähnlicher Vorgang, in seiner Form jedoch wesentlich regelmäßiger, hatte eine Periodendauer von 0,5 bis 1,5 sec. All diese Erscheinungen hatten keinen ausgeprägten Tagesgang und schienen im Zusammenhang mit gewissen lokalen Wetterzuständen aufzutreten.

Zur Zeit des Sonnenaufganges wurde schließlich ein besonderes, charakteristisches Signal registriert. Es verdankt seine Entstehung vermutlich der Ausbildung der Ionosphäre in ihrer Tagesstruktur. Daneben ergaben die Messungen noch einige seltenere elektrische und magnetische Sonderformen, deren Ursachen jedoch ungewiß sind. —

Auf die im Anhang der Dissertation beschriebenen Untersuchungen über die Frage einer Beeinflussung des lebenden Organismus durch die beobachteten Signale wurde in der vorliegenden Arbeit nicht eingegangen. Die Ergebnisse dieser Untersuchungen und Experimente werden noch in entsprechenden medizinischen, zoologischen und biologischen Fachzeitschriften veröffentlicht.

Herrn Professor Dr.-Ing. Dr.-Ing. E.h. W.O. SCHUMANN möchte ich für die vielen Anregungen und für das stetige, besondere Interesse an meiner Arbeit meinen herzlichen Dank zum Ausdruck bringen. Gleicher Dank gilt auch all denen, die sich durch persönliche Mitarbeit oder durch entsprechende Anregungen am Entstehen dieser Arbeit Verdienste erworben haben. Ebenso möchte ich der Deutschen Forschungsgemeinschaft danken, da durch ihre finanzielle Unterstützung diese Arbeit überhaupt erst im vorliegenden Maße entstehen konnte.



**Literatur:** [1] SCHUMANN, W.O.: Z. Naturforsch. 7a, 150 (1952). — [2] MENNICKE, H.J.: Diplom-Arbeit am Elektrophysikalischen Institut der T.-H. München 1957. — [3] GROSSKOPF, J.: N.T.Z. 9, H. 6 (1956). — [4] SCHUMANN, W.O.: Z. angew. Phys. 9, H. 8 (1957). — [5] SCHUMANN, W.O.: Z. angew. Phys. 10, H. 9 (1958). — [6] STOREY: Phil. Trans. Roy. Soc. Lond., Ser. A 246, Nr. 905 (1953). — [7] SCHUMANN, W.O., u. H. KÖNIG: Naturwiss. 41, 183, H. 8 (1954). — [8] HOLZER, DEAL and RUTTENBERG: Symposium on the Propagation of V.L.F. Waves, Boulder, Colorado, Paper 45, Jan. 1957. — [9] EBERT, H.: S.-B. Akad. Wiss. 36, H. 3 (1906). — [10] MENZEL and SALISBURY: Nature, Lond. 161, 91 (1948). — [11] WILLIS, H.: Nature, Lond. 161, 887 (1948). — [12] AARONS, J.: Proc. Amer. Acad. Lond. Arts Sci. 79, No. 4 (1951). — [13] AARONS, J., and M. HENNISSART: Nature, Lond. 172, 682 (1953). — [14] HOLZER, R.E., and O.E. DEAL: Nature, Lond. 177, 536 (1956). — [15] CHAPMAN and MATTHEWS: Nature, Lond. 172, 495

(1953). — [16] GOLDBERG, P.A.: Nature, Lond. 177, (1956). — [17] ROHRACHER, H.: Mechanische Mikroskopien des menschlichen Körpers. 1949. — ROHRACHER, Phil.-Hist. Kl. Österr. Akad. Wiss. Nr. 11 (1952). — FICKER, H.v.: Lehrbuch der Physik von MÜLLER-RELS, Bd. 5. 1928. — [19] REITER, R.: Meteor. Rds. H. 9/10 (1955). — [20] LAUTER, E.A.: Ber. dtsh. We. Nr. 22 (1955). — [21] LAUTER, E.A.: Z. Meteor. 7, 321 (1953). — [22] BRACEWELL, R.N.: Proc. Inst. Electr. Eng. Pt. III, 221—236 (1956). — [23] WICHMANN, H.: Probleme der Physik des Gewitters, S. 93. 1948. — TAKAHASHI, OGAWA, YAMANO, HARAI and TAKIUCHI: Inst. Radio Engrs. 45, 1408 (1957). — [25] REITER, R.: Meteor., Geophys. u. Bioklim., Ser. B 4, H. 3 (1953).

Dr.-Ing. HERBERT KÖNIG,  
Elektrophysikalisches Institut  
der Technischen Hochschule Münch.

## Phasenkorrelation von Schallwechseldruck und Sonolumineszenz

Von P. GÜNTHER, E. HEIM und G. EICHKORN

Mit 3 Textabbildungen

(Eingegangen am 12. April 1959)

In einer früheren Arbeit [1] wurde gezeigt, daß das Ultraschalleuchten aus einer periodischen Folge kurzer Lichtblitze von größenordnungsmäßig  $10^{-7}$  sec Dauer besteht, und daß das Aufleuchten — bei Vorliegen entsprechender Versuchsbedingungen — etwa  $330^\circ$  nach dem Beginn der Unterdruckperiode des Schallwechseldrucks auftritt.

In einer ähnlichen Phasenlage — nämlich etwa  $300^\circ$  nach dem Beginn der Unterdruckperiode — hatte L. BOHN [2] im gleichen Jahr bei der Untersuchung des zeitlichen Druckverlaufes in einer Kavitationsblase, die einem Sondenmikroskop aufsaß, Druckspitzen erhalten, die dem sinusförmigen Schallwechseldruck in periodischer Folge überlagert waren. Das Auftreten derartiger Druckspitzen in einem Intervall zwischen  $270^\circ$  und  $360^\circ$  nach dem Beginn der Unterdruckperiode ist nach einer früher entwickelten Theorie von NOLTINGK und NEPPIRAS [3] verständlich. Diese Autoren haben die Bewegung von gasgefüllten Kavitationsblasen unter der Einwirkung eines alternierenden Druckes bei Annahme gewisser Vereinfachungen rechnerisch behandelt; eine Vergrößerung der Schallenergie wirkt sich dieser Theorie zufolge in dem Sinne aus, daß die als „Kollaps der Blase“ bezeichnete Erscheinung, die mit der Entstehung der Druckspitzen zusammenhängt, eine zunehmende Phasenverschiebung gegenüber dem Beginn der Unterdruckperiode erfährt.

Die angenäherte zeitliche Koinzidenz der Lichtblitze mit diesen Druckspitzen spricht — in Verbindung mit der obengenannten Theorie — dafür, daß die Ursache des Aufleuchtens in einer Erhitzung des adiabatisch komprimierten gasförmigen Blaseninhalts zu suchen ist.

Neuerdings ist nun W.U. WAGNER [4] mit einer anderen Versuchsanordnung bezüglich der Phasenlage der Lichtblitze zu einem anderen Ergebnis gelangt. Er fand sie etwa  $90^\circ$  bis  $100^\circ$  nach dem Beginn der Unterdruckperiode zu einem Zeitpunkt, in dem sich die Blasen nach experimentellen Befunden von MUNDY und GÜTH [5] und nach den Rechnungen

von NOLTINGK und NEPPIRAS noch weiter ausdehnen. Die Vorstellung einer adiabatischen Erhitzung Gasinhalts der Blasen als Ursache für das Aufleuchten wäre damit hinfällig.

Wegen dieser Diskrepanz haben wir die in Frage stehende Phasenlage noch einmal mit einer von beiden früheren abweichenden Versuchsanordnung bestimmt. Während bei unseren früheren Messungen auf die Phase des Schallwechseldrucks aus dem Verlauf des in dem magnetostriktiven Schwinger fließenden Stroms indirekt geschlossen werden mußte, wies diesmal direkt am Ort der Lichtemission, d.h. in der Druckbauch, von dem das Leuchten ausging, die gleiche Änderung der Wechseldruckamplitude mit einer Änderung eines magnetostriktiven Sondenmikrophons vor, indem die an den Enden der Induktionsspule auftretende Spannung über den einen Eingang eines Zerstreuungszilographen zur Aufzeichnung gelangte. Lichtstrom wurde wie bei unseren früheren Messungen mittels eines Photomultipliers von demselben Druckbauch des stehenden Wellenfeldes abgenommen auf den zweiten Oszillographeneingang gegeben. Bei Umbeziehung auf den Schallwechseldruck ergab nahezu eine Koinzidenz der Lichtblitze mit den von BOHN beschriebenen Druckspitzen, und zwar in der Phasenlage, die — unter Berücksichtigung der in den angewandten Versuchsbedingungen — mit unseren früheren Bestimmungen und mit den Befunden von BOHN in Einklang steht. Die abweichenden Ergebnisse von W.U. WAGNER und demnach auch daraus gezogenen Folgerungen sind mit diesen Ergebnissen unvereinbar.

### Apparaturen

Auf einem magnetostriktiven Flachschringer (Gerät USLG 300 der Firma Schoeller & Co.), bei einer Frequenz von 30 kHz mit Schalleistungen von 0,2 bis 2,0 Watt/cm<sup>2</sup> betrieben werden konnte, als Beschallungsgefäß unmittelbar ein mit 2n Mg-Lösung (gesättigt mit Argon) gefülltes Glasrohr (Höhe 25 cm, Durchmesser 6 cm). Das obere Ende

Beschallungsgefäßes war mit einem Messingflansch, in den das Sondenmikrophon eingeführt wurde, dicht abgeschlossen. Der durch eine 3 mm breite von einem einzelnen Druckbauch abgenommene Lichtstrom fiel auf einen Photomultiplier (Type 1P28), der bei konstant 1200 V betrieben wurde. magnetostriktiven Sondenmikrophon wurde ein eldraht von 0,5 mm Durchmesser und etwa 1 mm Länge verwendet.

für die Wahl des Drahtdurchmessers waren dabei im wesentlichen zwei Gesichtspunkte maßgebend:

Damit das Schallfeld bei Einbringung der Sonde möglichst wenig gestört wurde, mußten die Abmessungen der Sonde klein gegen die verwendete Schallwellenlänge sein. Die Sonde sollte für den sinusförmigen Schallwechsel und die kurzzeitigen Druckimpulse möglichst gleich empfindlich sein. Dies konnte nur erreicht werden, wenn der Drahtquerschnitt so klein wie möglich gehalten wurde. Während nämlich das anregende Schallfeld in jedem Querschnitt gleichmäßig auf den Gesamtquerschnitt der Sonde einwirken kann, wird die von einer kollabierenden Blase ausgehende Stoßwelle eine um so größere Deformation des Drahtes hervorrufen, je geringer der Querschnitt des Drahtes ist. Dies beruht darauf, daß der Durchmesser der Sonde, von denen die mit dem Sondenmikrophon zu registrierenden Stoßwellen ausgehen, in der Größenordnung von  $10^{-3}$  bis  $10^{-4}$  cm liegt. Die auf die Endfläche der Sonde einwirkenden Druckkomponenten dieser Stoßwellen werden durch eine Art Deformation auf den Gesamtquerschnitt verteilt und rufen mit zunehmendem Drahtquerschnitt — eine verhältnismäßig geringere Deformation als das anregende Schallfeld hervor.

Die Druckabnahme erfolgte an dem plangeschliffenen Ende des Drahtes, in die Flüssigkeit eintauchenden einen Ende des Drahtes, dessen unterster Teil in einen Plastikblock eingekittet war, um tatsächlich nur die Endfläche des Drahtes auszusetzen. Die Einspannung am anderen Ende des Drahtes war verschiebbar und diente als Reflektor, um die Ausbildung stehender Wellen am Draht zu ermöglichen.

Am Draht waren zwei konzentrisch zueinander angeordnete Spulen gelegt, die so gemeinsam um etwa 20 cm auf dem Nickeldraht verschoben werden konnten, daß die Messungen wahlweise im zweiten, dritten oder vierten Druckbauch oberhalb der Sonden- (und selbstverständlich in jeder beliebigen anderen) Stellung vorgenommen werden konnten, während der unterste Druckbauch auf dem Draht aus dem Induktionsspulengebiet nicht zugänglich war. Die als Induktionsspule dienende innere Windung enthielt 2 mm Länge 700 Windungen Kupferlackdraht (Spulendurchmesser 1,5 mm). Die außen liegende Vormagnetisierungsspule hatte auf 40 mm Länge 800 Windungen 0,2 mm starkem Kupferlackdraht (Spulendurchmesser 5 mm). An den Enden der Induktionsspule wurde die bei einer Deformation des vormagnetisierten Nickeldrahtes auftretende Induktionsspannung abgenommen.

Die gesamte Anordnung war mittels zweier konzentrisch angeordneter, gegeneinander verschiebbarer Induktionsspulen gegen Störungen vollkommen abgegrenzt und konnte zur Abtastung des Schallfeldes in vertikaler Richtung verschoben werden. Die Induktionsspule hatte mit dem Nickeldraht eine Selbstinduktion von 1,4 mH und bildete mit dem als Zuleitung verwendeten Abschirmkabel einen Schwingungskreis. Dieser wurde durch die von den Druckimpulsen kurzzeitig induzierten

Spannungsspitzen zu freien gedämpften Schwingungen angeregt, die zeitlich jeweils nach den primär induzierten Spannungsspitzen in Erscheinung traten. Mit Hilfe eines in den Schwingungskreis geschalteten, geeignet dimensionierten Potentiometers war es möglich, diese Nachschwingungen kontinuierlich bis zum aperiodischen Grenzfall zu dämpfen. Die von den Enden der Induktionsspule abgenommene Spannung stellt den Differentialquotienten des an der Sonden- spitze wirksamen Druckes nach der Zeit dar; sein

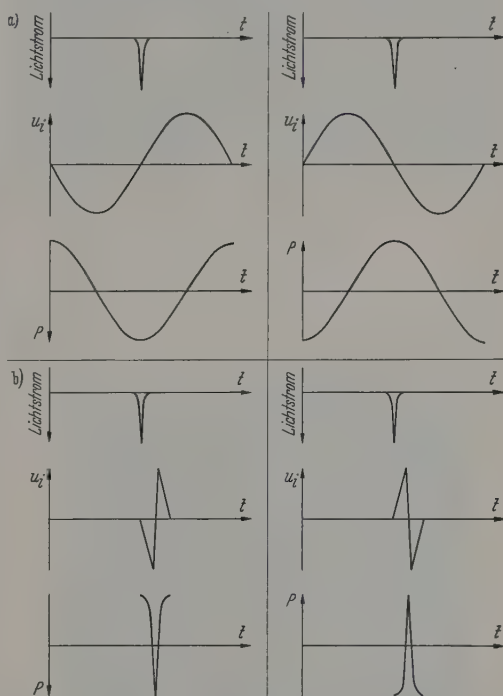


Abb. 1a u. b. Phasenlage des Leuchtens und Umbeziehung der am Oszillographen aufzeichneten Spannungskurven auf den zeitlichen Verlauf des Flüssigkeitsdruckes in dem betrachteten Druckbauch ( $t$  Zeit,  $U_i$  Induktionsspannung,  $P$  Flüssigkeitsdruck). Die beiden Spalten entsprechen den beiden möglichen Richtungen der Vormagnetisierung, wie sie bei den Aufnahmen 2 und 3 verwendet wurden. a Umbeziehung der sinusförmigen Spannungskurve auf den Schallwechseldruck. Das Vorzeichen von  $P$  wird durch die Richtung der Vormagnetisierung bestimmt. Das Aufleuchten erfolgt etwa  $270^\circ$  nach dem Beginn der Unterdruckperiode. b Umbeziehung der der sinusförmigen Spannungskurve überlagerten sinusähnlichen Spannungsimpulse auf die ihnen zugrunde liegenden Druckspitzen. Die Richtung positiven Drucks ist durch die Richtung des Erstausschlags eindeutig festgelegt. Der Anstieg der Druckspitzen beginnt im Augenblick des Aufleuchtens der Sonolumineszenz

Vorzeichen wird durch die Richtung der Vormagnetisierung festgelegt. Man erhält somit aus der aufgetragenen Spannungskurve den zeitlichen Verlauf des Flüssigkeitsdruckes durch graphische Integration, also im Falle des sinusförmigen Schallwechseldruckes formal durch Verschiebung der Spannungskurve um  $90^\circ$  nach rechts (s. auch Abb. 1a). Die Lage der von BOHN beobachteten Spannungsimpulse (Druckspitzen) bleibt demgegenüber durch die Integration unverändert. Als Druckverlauf ergeben diese sinusähnlichen Impulse steile Druckspitzen, deren Maximum im Wendepunkt der ursprünglichen Impulse liegt. Die Richtung positiven Drucks ist hier — unabhängig von der Richtung der Vormagnetisierung — durch die Richtung des Erstausschlags eindeutig bestimmt (s. auch Abb. 1b).



## Versuchsführung

Während die phasengetreue Registrierung des Lichtstromes keine Schwierigkeit bereitete, gelang der phasenrichtige Abgriff des am Sondenmikrophon wirksamen Wechseldruckes mit Hilfe der Induktionsspeule nur, wenn auf dem Nickeldraht eine stehende Welle erzeugt wurde. Dazu mußte der Abstand

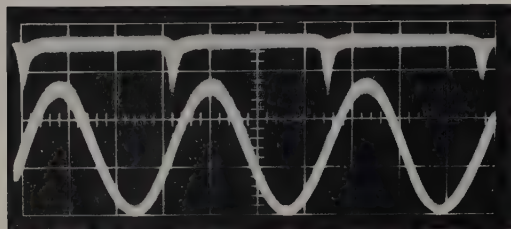


Abb. 2. Oszillogramm zur Bestimmung der Phasenbeziehung zwischen Sonolumineszenz und Schallwechseldruck (über die Umbeziehung des aufgezeichneten Verlaufs der Induktionsspannung auf den entsprechenden Druck s. Abb. 1a, 1. Spalte)

zwischen dem Reflektor am oberen Ende des Nickeldrahtes und der Sondenspitze ein ganzzahliges Vielfaches von  $\lambda/2$  und der Abstand zwischen der Mitte der Induktionsspeule und der Sondenspitze ein ganz-



Abb. 3. Oszillogramm zur Bestimmung der Phasenbeziehung zwischen Lichtblitzen und Druckspitzen (über die Umbeziehung der aufgezeichneten Spannungsimpulse auf die ihnen entsprechenden Druckspitzen s. Abb. 1b, 2. Spalte). Die Richtung der Vormagnetisierung ist umgekehrt wie bei Abb. 2

zahliges Vielfaches von  $\lambda$  ( $\lambda$  = Schallwellenlänge auf dem Draht  $\approx 16$  cm) betragen. Fernerhin mußte sich die Sondenspitze im Abstand eines ungeradzahliges Vielfachen von  $\lambda'/4$  ( $\lambda'$  = Schallwellenlänge in der Flüssigkeit  $\approx 5$  cm) unterhalb der Flüssigkeitsoberfläche befinden. Bei Einhaltung dieser Bedingungen war die Phasenkorrelation von Sonolumineszenz und Schallwechseldruck richtig abzuleiten.

Zur genauen Abstimmung wurde vor jeder Messung — auf Grund der in Vorversuchen ermittelten Schallwellenlängen in Flüssigkeit und Draht — auf ungefähre Werte eingestellt. Sodann wurde durch Verschieben des Sondenmikrophons in der Flüssigkeit und durch Verschieben des Reflektors und der Induktionsspeule dreimal hintereinander auf maximale Induktionsspannung abgestimmt.

## Ergebnisse

Die Abb. 2 und 3 zeigen charakteristische Ausschnitte aus zahlreichen Aufnahmen, bei denen obere Strahl den Lichtstrom (zunehmend nach unten) wiedergibt, während die untere Kurve der Induktionsspannung folgt. Die Richtung der Vormagnetisierung war bei den Abb. 2 und 3 gerade entgegengesetzt. Abb. 2 entstand unter Zwischenschaltung eines Tiefpasses, der die den Druckspitzen entsprechenden Spannungsimpulse unterdrückte und die Sinuskurve zur Aufzeichnung gelangen ließ. Umdeutung auf den Schallwechseldruck ergibt, daß das periodisch erfolgende Aufleuchten gegen Beginn der Unterdruckperiode des Schallwechseldrucks um etwa  $270^\circ$  phasenverschoben auftritt (s. Abb. 1a, 1. Spalte). Wählt man aus den Radienblasen, die nach NOLTINGK und NEPPIRAS [6] einer mit einem „Kollaps“ verbundenen Blasenbewegung befähigt sind, den Radius  $R_0 = 3,2 \cdot 10^{-4}$  m aus<sup>1</sup>, so errechnet sich — bei einer maximalen Schallwechseldruckamplitude von 2 at (berechnet aus angewandten Senderleistung von  $0,3 \text{ W/cm}^2$ ) — derartige Phasenverschiebung von  $271^\circ$ . Eine quantitative Auswertung der mit der früheren Versuchsanordnung gewonnenen Abbildung [1] ergibt eine Phasenverschiebung von etwa  $330^\circ$ , während nach der Theorie — bei dem damals verwendeten Schallwechseldruck von  $\pm 4$  at — für den gleichen Blasenradius etwa gerade dieser Wert zu erwarten wäre. Für die in dieser Arbeit beschriebenen Messungen wurde die von der früheren Versuchsführung abweichende Schallwechseldruckamplitude von 2 at deshalb gewählt, da bei ihr die Aufleuchten entsprechenden Spannungsspitzen deutlich genug erkennbar und die dem Druck entsprechenden Spannungs-Zeit-Kurven noch nicht so verzerrt waren, wie dies bei höheren Schallintensitäten — die eine größere Gesamthelligkeit der Leuchterscheinung zur Folge gehabt hätten — in zunehmendem Maße der Fall gewesen wäre.

In Abb. 3 kommt die Phasenlage der Lichtblitze in bezug auf die von BOHN beschriebenen Spannungsspitzen zum Vergleich. Bei der Aufnahme wurden Nachschwingungen des elektrischen Schwingungskreises durch entsprechende Dämpfung weitgehend unterdrückt. Man erkennt nach Umdeutung auf Flüssigkeitsdruck, daß der Anstieg der Druckspitzen gerade dann beginnt, wenn die Sonolumineszenz größte Helligkeit erreicht hat (s. auch Abb. 2. Spalte). Da die Aussendung einer Stoßwelle in Flüssigkeit erst im Augenblick der Beendigung des Kollaps beginnen kann, während die Intensität der Lichtemission zu diesem Zeitpunkt bereits ihren Maximalwert durchläuft, war eine völlige Koinzidenz von vornherein nicht zu erwarten. Vielmehr steht die hier gefundene Phasenverschiebung zwischen den Erscheinungen mit den theoretischen Vorstellungen über den zur Lichtaussendung führenden Regulationsmechanismus in Einklang.

## Zusammenfassung

Die Phasenlage der Lichtblitze des Ultraschallleuchtens wurde mit einer neuen Versuchsanordnung in Übereinstimmung mit früheren eigenen Messungen

<sup>1</sup> Gegen eine Veränderung von  $R_0$  ist im Bereich der Größenordnung die Phasenlage nur wenig empfindlich.

weichend von den Ergebnissen von W. U. WAGNER und von BOHN beschriebenen Druckspitzen praktisch gleiche Phasenlage gefunden. Die Annahme einer abatischen Kompression des Gasinhalts der Blasen Ursache des Leuchtens findet in diesen Feststellungen eine weitere Stütze.

Wir danken der Deutschen Forschungsgemeinschaft und dem Fonds der Chemischen Industrie für Unterstützung dieser Arbeit.

**Literatur:** [1] GÜNTHER, P., E. HEIM, A. SCHMITT u. W. ZEIL: Z. Naturforsch. **12a**, 521 (1957). — [2] BOHN, L.: Acustica (Zürich) **7**, 201 (1957). — [3] NOLTINGK, B. E., u. E. A. NEPPIRAS: Proc. Phys. Soc. Lond., Ser. B **63**, 764 (1950). — [4] WAGNER, W. U.: Z. angew. Phys. **10**, 445 (1958). — [5] MUNDY, E., u. W. GÜTH: Acustica (Zürich) **7**, 241 (1957). — [6] NEPPIRAS, E. A., u. B. E. NOLTINGK: Proc. Phys. Soc. Lond., Ser. B **64**, 1032 (1951).

Prof. Dr. phil. PAUL GÜNTHER, Dr. rer. nat. ERNST HEIM und cand. phys. GÜNTHER EICHKORN,  
Institut für Physikalische Chemie und Elektrochemie  
der Technischen Hochschule Karlsruhe

## Temperaturabhängigkeit der Leitfähigkeit amorpher Germanium-Aufdampfschichten

Von HANS RICHTER und RICHARD SCHNEIDER

Mit 8 Textabbildungen

(Eingegangen am 27. April 1959)

### I. Einleitung

Der Übergang der amorphen Phase in die kristalline ist für das Studium der Kristallbildung sehr geeignet (vgl. RICHTER und GOMMEL [1]). Als Beobachtungsmethoden wurden hierfür vorwiegend die Röntgen- und Elektronenbeugung benutzt. Eine gute Ergänzung zu diesen Versuchen sind Leitfähigkeitsmessungen, d. h. Messungen der Leitfähigkeit bzw. des Widerstandes in Abhängigkeit von der Temperatur. Solche Messungen sind an amorphem Ge bereits von H. N. MOYER [2] und REIMER [3] durchgeführt worden. Strukturänderungen, die mit einer Widerstandsänderung oder noch besser mit einem Widerstandsverknüpf sind, lassen sich durch Leitfähigkeitsmessungen an amorphem Ge bei steigender Temperatur die Umwandlung: amorph  $\rightarrow$  kristallin zu verfolgen, weiter gestatten sie, aus dem Anstieg der Leitfähigkeitsgeraden die Aktivierungsenergie für das amorphe und kristalline Ge zu bestimmen, und zudem sind solche Messungen wegen der Halbleitereigenschaften des Ge gegen Verunreinigungen sehr empfindlich.

Nach RICHTER und BREITLING [4] liegen im amorphen Ge Schichtpakete mit ungeordneten Übergangszuständen vor. In die Schichtpakete und Übergangszustände sind Fremdatome, vornehmlich Atome des Gases und des Treibmittels der Diffusionspumpe, eingebaut, welche die Ausbildung des normalen Germaniums verhindern. Danach ist die amorphe Phase als „verhinderte“ Kristallisation aufzufassen. Voraussetzung für eine Gitterbildung ist die Austreibung der Fremdatome, was hier durch Temperatursteigerung der amorphen Ge-Aufdampfschichten erreicht und durch Leitfähigkeitsmessungen verfolgt wurde.

### 2. Versuchsanordnung und technische Einzelheiten

#### a) Meßanordnung

Die Widerstandsmessung wurde auf eine Spannungsmessung zurückgeführt. Wie man aus dem Schaltplan der Abb. 1 ersieht, sind die Ge-Schicht, der umschaltbare Meßwiderstand  $R_m$  und die Gleichspannungsquelle  $U$  in Reihe geschaltet. Der Spannungsabfall  $U_m$  am Meßwiderstand  $R_m$  wird gemessen.

Der Widerstand der Ge-Schicht  $R_x$  ergibt sich zu

$$R_x = R_m \left( \frac{U}{U_m} - 1 \right)$$

$U$  = Spannung der Gleichstromquelle,  $R_m$  = Widerstand des Meßwiderstandes und  $U_m$  = Spannungsabfall am Meßwiderstand.

In Abb. 1 ist noch eine Umpolvorrichtung eingezeichnet; sie erlaubt, etwa auftretende Sperrschichteffekte zu erkennen.

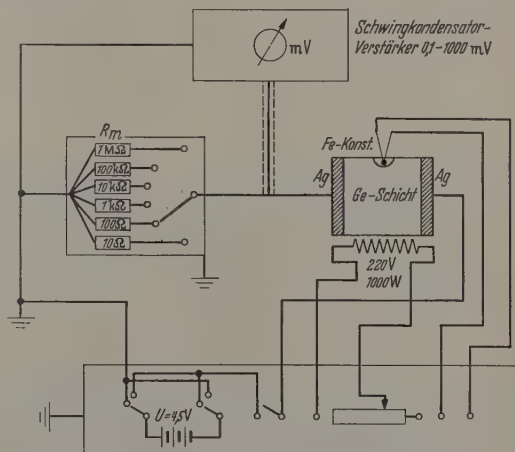


Abb. 1. Prinzipschaltbild der Meßanordnung zur Untersuchung von Ge-Aufdampfschichten

Als Besonderheit des Meßproblems sei hervorgehoben, daß der Widerstand der amorphen Ge-Schicht zunächst sehr hoch ist — etwa bis zu  $10^{10} \Omega$  — und daß er sich während der Messung maximal um 6 Zehnerpotenzen verringern kann. Diesem Sachverhalt wurde dadurch Rechnung getragen, daß die in Abb. 1 eingezeichneten Meßwiderstände  $R_m$  in dekadischer Abstufung von  $10 \Omega$  bis  $1 \text{ M}\Omega$  wahlweise eingeschaltet werden konnten. Weiter besitzt der benutzte Schwingkondensatorverstärker einen um 3 Zehnerpotenzen variierbaren Meßbereich, so daß insgesamt ein Meßbereich von 8 Zehnerpotenzen zur Verfügung stand.

Weit größere Schwierigkeiten bereitete der anfangs sehr hohe Widerstand der Ge-Schicht; er hat zur Folge,



daß bei der angelegten Spannung von nur 4,5 V ein sehr geringer Strom fließt. Zur Messung des Spannungsabfalles am Meßwiderstand mußte daher ein Instrument verwendet werden, das einen extrem hohen Innenwiderstand besitzt. Hierfür war der Schwingkondensatorverstärker von FRIESEKE und HOEFFNER geeignet, der nach Angaben der Lieferfirma einen Eingangswiderstand von  $10^{15} \Omega$  hat. So stand bei Abschirmung jeglicher induktiver Einstreuung für die geplanten Versuche eine sehr genau arbeitende Meßanordnung zur Verfügung.

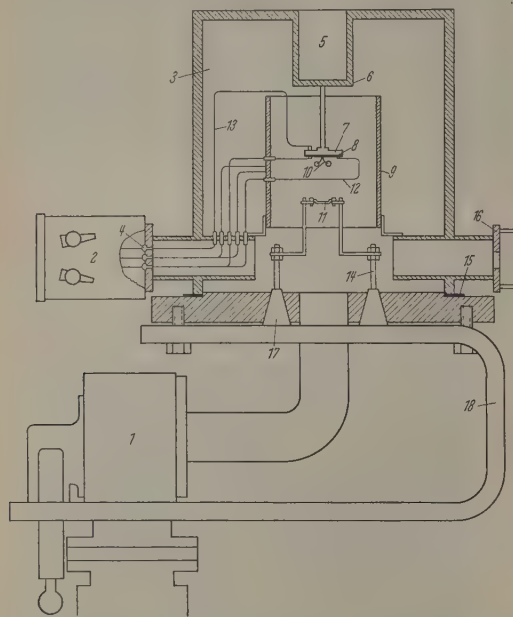


Abb. 2. Vakuum-Apparatur zur Herstellung und Untersuchung von Ge-Aufdampfschichten. (1) Öl-Diffusionspumpe, (2) Schaltkasten, (3) Rezipient, (4) Stromdurchführungen (Glasperlen), (5) Kühlstützen, (6) Träger für zu kühlende Präparate, (7) elektrischer Ofen, (8) Porzellanträger mit Schicht, (9) Schutzmantel gegen Wärmestrahlung, (10) Thermoelement (Fe-Konstantan), (11) Wolfram-Schiffchen, (12) Zuführungsdrahte für Meßstrom, (13) Zuführungsdrahte für Heizstrom, (14) Zuführung für Bedampfungstrom, (15) Gummi- bzw. PVC-Dichtung, (16) Anschluß für Penning-Manometer, (17) Vakuum-Durchführungen für Bedampfungstrom und (18) Traggelast

Als Meßgleichspannung wurde die sehr niedrige Spannung  $U = 4,5 \text{ V}$  gewählt, um die Gewähr dafür zu haben, daß man innerhalb des Gültigkeitsbereiches des Ohmschen Gesetzes bleibt. Nach RYDER [5] ist für das kristalline Ge bei  $298^\circ \text{K}$  die Driftgeschwindigkeit der Elektronen der Feldstärke proportional, und zwar bis zu einer Feldstärke von  $10^3 \text{ V/cm}$ , d.h. das Ohmsche Gesetz ist hier erfüllt. Demnach hätte man bei einem Elektrodenabstand von etwa  $1,5 \text{ cm}$  die Meßgleichspannung bis auf  $1500 \text{ V}$  steigern können. Da man aber die Verhältnisse beim kristallinen Ge nicht ohne weiteres auf das amorphe übertragen kann, und da sich ferner gezeigt hat, daß eine Betriebsspannung von  $4,5 \text{ V}$  bei der hohen Empfindlichkeit des Verstärkers für alle Messungen ausreichte, bestand keine Veranlassung, mit der Spannung höher zu gehen.

#### b) Präparatherstellung

Verdampft man Ge im Hochvakuum, so schlägt es sich in dünner Schicht amorph, in dicker dagegen kristallin nieder. Die größtmögliche Dicke einer amorphen

Ge-Schicht beträgt nach RICHTER und FÜRST [6]  $1 \cdot 10^{-4} \text{ cm}$ . Eine weitere Möglichkeit zur Herstellung von amorphem Ge wird von HOLLEMAN-WIBERG angegeben. Danach erhält man die amorphe Form, wenn man die Ge-Schmelze rasch abkühlt.

Die vorliegende Arbeit befaßt sich mit Widerstandsmessungen an amorphen Ge-Aufdampfschichten von etwa  $5 \cdot 10^{-5} \text{ cm}$  Dicke, die ausschließlich im Hochvakuum hergestellt wurden. Selbst eine  $1 \cdot 10^{-4} \text{ cm}$  starke Ge-Schicht bedarf eines Trägers. Bei Widerstandsmessungen kommt als Schichtträger nur ein Isolator in Betracht. Eine weitere Einschränkung der Auswahl des Schichtträgermaterials wurde durch notwendig, daß die Ge-Schicht und damit auch der Schichtträger auf etwa  $700^\circ \text{C}$  erhitzt werden sollten. Die Leitfähigkeit des Schichtträgers selbst bei dieser Temperatur noch vernachlässigbar klein gegenüber der Leitfähigkeit der zu untersuchenden Ge-Schicht sein. Von allen in Aussicht genommenen Materialien erfüllen Glas, Quarz, Glimmer und glasiertes Porzellan die gestellten Bedingungen. Glimmer zeigt allerdings bereits bei  $500^\circ \text{C}$  eine beträchtliche Leitfähigkeit, so daß es nur bis etwa  $200^\circ \text{C}$  für beabsichtigten Versuche verwendbar war. Im vorliegenden Falle wurden hauptsächlich Glimmer und Porzellan als Trägermaterial verwendet.

#### c) Vakuum-Apparatur

Um Oxydationsprozesse zu vermeiden, erwies sich als notwendig, die Messung des Widerstandes amorpher Ge-Aufdampfschichten im Hochvakuum durchzuführen. Ferner schien es ratsam, die Schichten in der gleichen Apparatur herzustellen, in der sie später auch untersucht wurden. Jede Berührung der Schichten mit dem Luftsauerstoff, selbst bei Zimmertemperatur, sollte nämlich vermieden werden.

Es wurde zunächst eine Aufdampfapparatur gebaut, die mit einer Hg-Diffusionspumpe und einer mechanischen Vorpumpe evakuiert wurde. Auf Grund der damit erhaltenen Meßergebnisse erwies es sich als notwendig, von der Hg-Diffusionspumpe abzugehen und die Apparatur mit einer Öl-Diffusionspumpe zu evakuieren.

Die zweite Apparatur soll im folgenden näher beschrieben werden. Abb. 2 gibt sie in schematischer Darstellung wieder. Der Rezipient (3) besteht aus einem nahtlos gezogenen Stahlzylinder von 30 cm lichter Weite. Der Deckel ist eine 4 mm starke Stahlplatte, die mit dem Zylinder vakuumdicht verschweißt ist. In den Deckel wurde der Kühlstützen (5) vakuumdicht eingelassen, auf dessen Boden (6) die zu kühlenden Präparate unmittelbar aufgeschraubt werden können. Der Kühlstützen wurde beim Bau der Apparatur mit eingeplant, da erfahrungsgemäß die Temperatur des Schichtträgers für die Struktur der Aufdampfschichten von entscheidender Bedeutung ist. Bei Ge zeigte sich jedoch, daß die Schichten beim Aufdampfen selbst bei Zimmertemperatur amorph waren. Der Kühlstützen<sup>1</sup> wurde daher nicht benutzt. Der Träger für die Ge-Schichten wurde somit unmittelbar auf den Ofen (7) aufgeschraubt. Die Konstruktion dieses Ofens wird später besprochen. Der St

<sup>1</sup> Ist eine Kühlung des Trägers zur Herstellung amorpher Schichten notwendig, so werden die Schichten bei der nachfolgenden Messung über den Kühlstützen (5), und zwar von außen her aufgeheizt.

der sitzt auf der Flachringdichtung (15) auf. Als Material für diese Dichtung wurde zunächst Gummi, später PVC verwendet. Der Kunststoff PVC hat bessere Vakuumeigenschaften als Gummi. Der Boden des Rezipienten ist eine 15 mm starke Stahlplatte, welche mit dem Gestell (18) fest verschraubt ist. Am Rezipienten ist mit möglichst kurzer und weiter Ableitung die Öl-Diffusionspumpe (1) angeschlossen. Das Vorvakuum wird von einer zweistufigen Drehschieberpumpe geliefert. Das erreichte Endvakuum liegt unter weniger als  $10^{-5}$  Torr.

#### d) Heizofen

Nähere Einzelheiten über den Aufbau des Ofens zum Aufheizen der Ge-Schichten sind der Abb. 3 zu entnehmen. Der Ofen hat eine Größe von  $15 \times 15 \text{ mm}^2$  und besteht im wesentlichen aus dem Stahlklötzchen (1) mit 5 Kanälen, in welche Keramikröhrchen (1) eingeführt sind. Diese Röhrchen nehmen eine Wolfram-Wendel auf, wie sie bei der 1000 W-Glühlampe benutzt wird. Die Stromzuführung (2) für die Wendel ist auf der linken Seite der Abb. 3 zu erkennen. Das andere Ende der Wendel ist an Masse gelegt. Der Schichtträger (9) mit der Ge-Schicht (4) und den Ag-Elektroden (5) wird mittels Schrauben insbesondere durch die Abdeckplatte (3) an den Ofen gedrückt. Mit dieser Platte werden gleichzeitig auch die Kontaktfahnen (6), von denen der Übersichtlichkeit wegen nur eine eingezeichnet ist, gegen die Ag-Elektroden gedrückt. Die Kontaktfahnen sind durch Glimmerstättchen (13) gegen die Abdeckplatte (3) isoliert. Der Meßstrom wird durch die Leitung (7) zugeführt. Mit diesem Ofen lassen sich Temperaturen von  $800^\circ \text{C}$  und mehr erreichen, ohne daß die Wandungen des Rezipienten merklich erwärmt werden.

### III. Ergebnisse

#### a) Allgemeine Betrachtungen

Unter Hg- oder Öl-haltigem Vakuum wird hier ein Vakuum verstanden, das mit einer Hg- oder Öl-Diffusionspumpe hergestellt wurde. Im ersten Falle war zwischen Rezipient und Diffusionspumpe eine Kühlleitung mit flüssiger Luft und im letzten ein wassergekühltes „baffle“ geschaltet. Trotzdem gelangt eine große Anzahl von Hg-Atomen oder Öl-Molekülen in den Rezipienten. Nimmt man eine Bedampfung vor, so muß man damit rechnen, daß Hg-Atome oder Öl-Moleküle des Treibmittels mit in die Schicht eingebaut werden. Quecksilber ist ein relativ guter Leiter, während Öl ein sehr guter Isolator ist. Führt man die Leitfähigkeitsmessungen an Ge-Aufdampfschichten durch, so in Hg- oder Öl-haltigen Vakuum hergestellt wurden, so ist zu erwarten, daß die Meßergebnisse voneinander verschieden sind.

Für die Temperaturabhängigkeit des spezifischen Widerstandes gilt

$$\rho = \rho_0 e^{\frac{\Delta E}{2kT}}$$

mit  $\Delta E$  = Aktivierungsenergie,  $k$  = Boltzmann-Konstante und  $T$  = absolute Temperatur. Durch Logarithmieren folgt

$$\log \frac{\rho}{\rho_0} = \frac{\Delta E}{2,303 \cdot 2kT}$$

Weiter ist

$$\frac{d \log \frac{\rho}{\rho_0}}{d \frac{1}{T}} = \frac{\Delta E}{2,303 \cdot 2k} = 2510 \Delta E.$$

Erhält man beim Auftragen von  $\log \frac{\rho}{\rho_0}$  gegen  $\frac{1}{T}$  eine Gerade, so errechnet man aus dem Anstieg

$$\Delta = \frac{\Delta \log \frac{\rho}{\rho_0}}{\Delta \frac{1}{T}} \quad \text{die Aktivierungsenergie zu}$$

$$\Delta E = \frac{\Delta}{2510} \text{ [eV]}.$$

In den unten wiedergegebenen Diagrammen ist nicht  $\log \rho/\rho_0$ , sondern der Widerstand  $R$  in logarithmischem Maßstab über  $1/T$  aufgetragen.

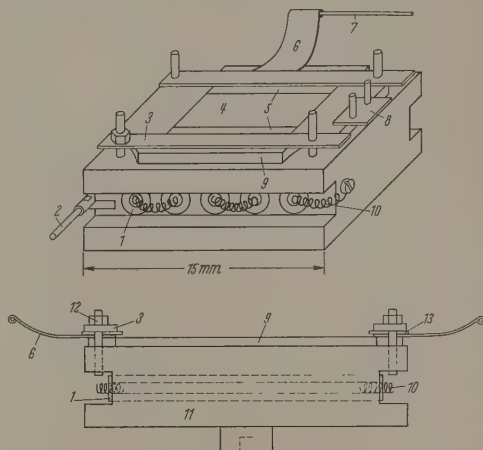


Abb. 3. Ofen zum Aufheizen der Ge-Aufdampfschichten in schematischer Darstellung. (1) Keramikrohr, (2) Stromzuführung für Heizstrom, (3) Abdeckplatte, (4) Ge-Schicht, (5) Ag-Elektroden, (6) Kontaktfahne für Meßstrom, (7) Meßstrom-Zuführung, (8) Haltevorrichtung für Thermoelement, (9) Porzellanplatte (Schichtträger), (10) Wolfram-Wendel, (11) Ofenkörper (Stahl), (12) Befestigungsmutter, (13) Glimmerscheibe zur Isolation

#### b) Widerstandskurven aus Messungen an Ge-Schichten in Hg-haltigem Vakuum

Abb. 4 zeigt einige Widerstandskurven einer amorphen Ge-Aufdampfschicht, wie man sie in Hg-haltigem Vakuum bei einem Druck von  $>10^{-4}$  Torr erhält. Als Schichtträger diente Glimmer. Die Schicht wurde bei Zimmertemperatur aufgedampft und anschließend auf  $500^\circ \text{C}$  erhitzt. Eine erste Widerstandsmessung lieferte die Kurve 1. Nach Abkühlung<sup>1</sup>, die über Nacht erfolgte, stellte sich ein etwas höherer Widerstandswert ein (vgl. Kurve 2). Eine erneute Messung abermals bis auf  $500^\circ \text{C}$  ergab die Kurve 3. Anschließend wurde die Ge-Schicht nur bis auf  $120^\circ \text{C}$  abgekühlt und bei einer abermaligen Messung die Kurve 4 erhalten. Beim Abkühlen über Nacht stellte sich jetzt ein um fast 2 Zehnerpotenzen geringerer Widerstand ein; denn eine nochmalige Messung lieferte die Kurve 4.

Von den vier Widerstandskurven der Abb. 4 weist lediglich die Kurve 1 einen charakteristischen Verlauf

<sup>1</sup> In den Abb. 4 bis 8 sind die Widerstandskurven bei Abkühlung der Ge-Schichten der Übersichtlichkeit wegen nicht eingezeichnet.



auf. Der Kurvenabschnitt  $a, b$  ist eine Gerade mit einem relativ steilen Anstieg. Der Abschnitt  $b, c$  besitzt ebenfalls einen geraden Verlauf, doch ist sein Anstieg geringer als der des Kurvenastes  $a, b$ . Die

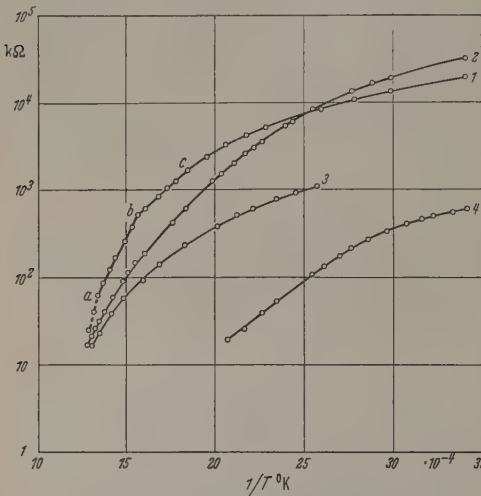


Abb. 4. Widerstandskurven einer amorphen Ge-Aufdampfschicht in Hg-haltigem Vakuum  $> 10^{-4}$  Torr, Schichtträger: Glimmer

geraden Kurventeile  $a, b$  und  $b, c$  begrenzen offensichtlich die Bereiche der Eigen- und Störstellenleitung des amorphen Ge.

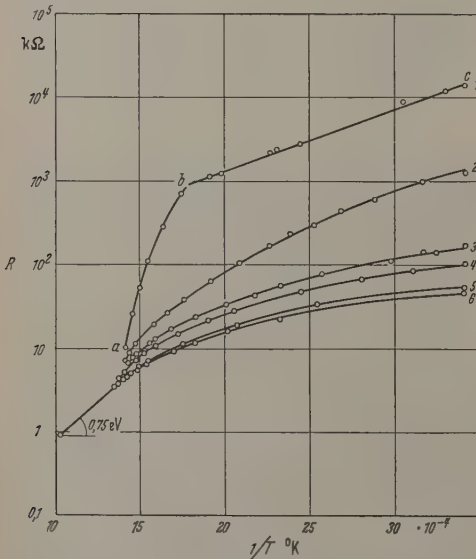


Abb. 5. Widerstandskurven einer amorphen Ge-Aufdampfschicht in Hg-haltigem Vakuum  $\approx 10^{-5}$  Torr, Schichtträger: Porzellan

Die Schichtherstellung erfolgte jetzt in einem verbesserten Hg-haltigen Vakuum von etwa  $10^{-5}$  Torr. Die Ge-Schicht wurde wiederum durch Aufdampfen bei Zimmertemperatur erhalten, wobei diesmal ein Porzellanplättchen als Schichtträger diente. Eine erste Widerstandsmessung ergab die Kurve 1 der Abb. 5. Diese Kurve weist einen stärkeren Knick bei  $b$  auf. Der Kurvenabschnitt  $a, b$ , welcher offenbar der Eigenleitung des amorphen Ge entspricht, ist deutlich ge-

krümmt. Der Störleistungsast  $b, c$  ist dagegen eine Gerade. Beim Abkühlen und Wiedererwärmen erhält man nacheinander die Kurven 2 bis 6. Man sieht, wie sich in den aufeinanderfolgenden Widerstandskurven bereits eine erkennbare Gesetzmäßigkeit abzeichnet. Die Kurve 6 entspricht nämlich einem gewissen Eigenzustand; denn man erhält sie bei erneutem Erhitzen und Abkühlen immer wieder. Aus dem Anstieg des geraden Teiles der Kurve 6 errechnet man  $\Delta E_{\text{kr}}$  0,75 eV, das ist genau der Wert für die Aktivierungsenergie im Falle der Eigenleitung des kristallinen Ge. Bei diesen Temperierungsversuchen hat offensichtlich ein kontinuierlicher Übergang von amorphem zu kristallinem Ge stattgefunden, wobei sich kristallines Ge

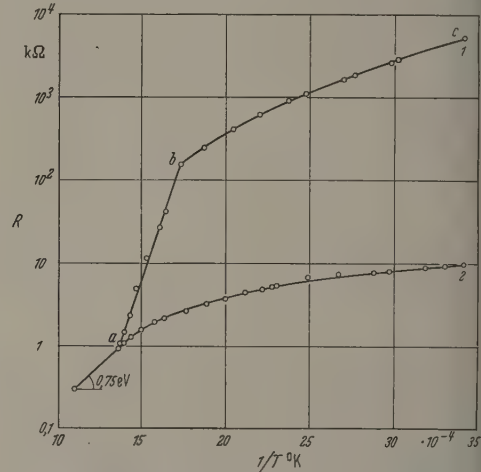


Abb. 6. Widerstandskurven einer amorphen Ge-Aufdampfschicht in Hg-haltigem Vakuum  $\approx 10^{-5}$  Torr, Schichtträger: Porzellan (besonders günstige Aufdampfbedingungen)

großer Störstellendichte bildete. Die Kurve 6 hat nämlich eine gewisse Ähnlichkeit mit den Widerstandskurven für das kristalline, mit Sb dotierte Ge (vgl. PEARSON sowie LARK-HOROVITZ [8]).

Bei den weiteren Versuchen wurden die Ge-Schichten wieder in Hg-haltigem Vakuum von etwa  $10^{-5}$  Torr, aber unter extrem günstigen Aufdampfbedingungen hergestellt. Nach Abb. 6 ist jetzt der Eigenleistungsast  $a, b$  des amorphen Ge nicht mehr gekrümmt, dagegen der Störleistungsast  $b, c$ . Dies Befund ist dennoch ein gewisser Fortschritt, denn wenn das Bändermodell auf die amorphe Phase anwendbar ist, muß der Eigenleistungsast eine Gerade sein, und zwar so lange, als eine genügende Reserve an Ladungsträgern vorhanden ist. Bei der Störstellenleitung wäre eine Erschöpfung durchaus möglich, da der Störast dürfte gekrümmt sein oder sogar einen metallischen Verlauf nehmen, wie man ihn vom kristallinen Ge her kennt. In den Abb. 5 und 6 (jeweils Kurve 1) tritt der Knick an der Stelle  $b$  bei derselben Temperatur auf. Auch ist der Anstieg der Störleistungsäste  $b, c$  in beiden Abbildungen praktisch derselbe; gleiches gilt für die Eigenleistungsäste  $a, b$ . Die Kurve 6 in Abb. 5 und die Kurve 2 in Abb. 6 stimmen in ihrem Verlaufe recht gut miteinander überein; sind dem kristallinen Ge mit  $\Delta E_{\text{kr}} = 0,75$  eV zuzuordnen. Einen charakteristischen Unterschied weisen

<sup>1</sup> Hier ist:  $\Delta E_{\text{St}} \approx 0,3$  eV und  $\Delta E_{\text{Eig}} \approx 2,0$  eV.

beide Abbildungen dennoch auf. So war bei der amorphen Ge-Schicht der Abb. 5 ein mehrmaliges Tempern notwendig, um von der Widerstandskurve 1 über die Kurven 2, 3, 4, 5 zur Widerstandskurve 6 des umgewandelten kristallinen Ge zu gelangen. Bei der amorphen Ge-Schicht der Abb. 6 genügte dagegen ein einziger Temperungsvorgang. Nach Abb. 6 (Kurve 1) ist die Umwandlung: amorph  $\rightarrow$  kristallin allmählich, also schrittweise erfolgt ebenso nach Abb. 5. In Sprung im Widerstandsverhalten, der für eine Strukturänderung charakteristisch ist, konnte nicht beobachtet werden.

Bei den Aufdampfversuchen in Hg-haltigem Vakuum besteht die große Gefahr, daß der Einbau von Hg-Atomen in die amorphe Ge-Schicht die zu erwartende, störende Umwandlung: amorph  $\rightarrow$  kristallin infolge Amalgam-Bildung verhindert (vgl. STEEB u. a. [9]). Um diese Möglichkeit auszuschließen, wurden die weiteren Aufdampfversuche und Widerstandsmessungen im Öl-haltigem Vakuum durchgeführt.

### c) Widerstandskurven aus Messungen an Ge-Schichten in Öl-haltigem Vakuum

Abb. 7 zeigt die mit der zweiten Apparatur erhaltenen Widerstandskurven. Solange Kurven wurden bei Messungen an einer größeren Anzahl von Ge-Aufdampfschichten erhalten; sie stimmen im wesentlichen miteinander überein. Die Ge-Schichten wurden jeweils bei Zimmertemperatur und bei einem Vakuum von  $<10^{-5}$  Torr hergestellt, anschließend zunächst bis auf  $100^\circ\text{C}$  erhitzt und punktweise ausgemessen. Dabei erhielt man den Ast 1 in Abb. 7; er ist eine Gerade geringer Neigung. Nach Abkühlen der Ge-Schicht auf Zimmertemperatur stellte sich nicht mehr der frühere Widerstandsert, sondern ein wesentlich höherer ein. So ergab ein Wiedererwärmen auf  $100^\circ\text{C}$  den Ast 2; auch er ist eine Gerade, jedoch mit einem deutlich größeren Anstieg. Diesmal beobachtete man nach Abkühlen wieder den gleichen Widerstandswert. Beim erneuten Erwärmen erhielt man nämlich den Ast 3, der mit dem Ast 2 identisch ist. Bei abermaligem Aufheizen gelangte man zum Ast 4. Jetzt war die Endtemperatur etwas höher als bei den vorangegangenen Messungen. Dieser Erwärms- und Abkühlungsvorgang wurde solange fortgesetzt, bis der Ast 8 erreicht war. In allen Fällen erhielt man eine Gerade, deren Anstieg jeweils größer als der der vorangegangenen ist. Die Störleistungsäste 1 bis 7 bzw. deren Verlängerungen schneiden sich in einem Punkte auf der Eigenleitungsgeraden  $a$ ,  $b$  des amorphen Ge. Beim Ast 8 zeigt sich zum ersten Male ein deutlicher Knick im Kurvenverlaufe. Man kann den Abschnitt  $b$ ,  $c$  der Kurve 8 wiederum als Störstellenleitung und den Abschnitt  $a$ ,  $b$  als Eigenleitung des amorphen Ge deuten. Dem Anstieg der Störstellenleitung entspricht eine Aktivierungsenergie von  $\Delta E_{St} = 0,65\text{ eV}$  und dem der Eigenleitung eine Energie von  $\Delta E_{Eig} = 0,9\text{ eV}$ . An der Stelle  $a$  setzt die Umwandlung: amorph  $\rightarrow$  kristallin ein, die jetzt

sprunghaft verläuft. Der Kurvenabschnitt  $a'$ ,  $b'$  stellt wieder eine Gerade dar, aus deren Anstieg man  $\Delta E_{krist} = 0,75\text{ eV}$  errechnet. Dieser Energiebetrag ist nach oben mit der Aktivierungsenergie der Eigenleitung des kristallinen Ge identisch (vgl. die Kurve 6 in Abb. 5 und die Kurve 2 in Abb. 6).

Nach der Umwandlung erhält man beim Abkühlen auf Zimmertemperatur einen um etwa 5 Zehner-

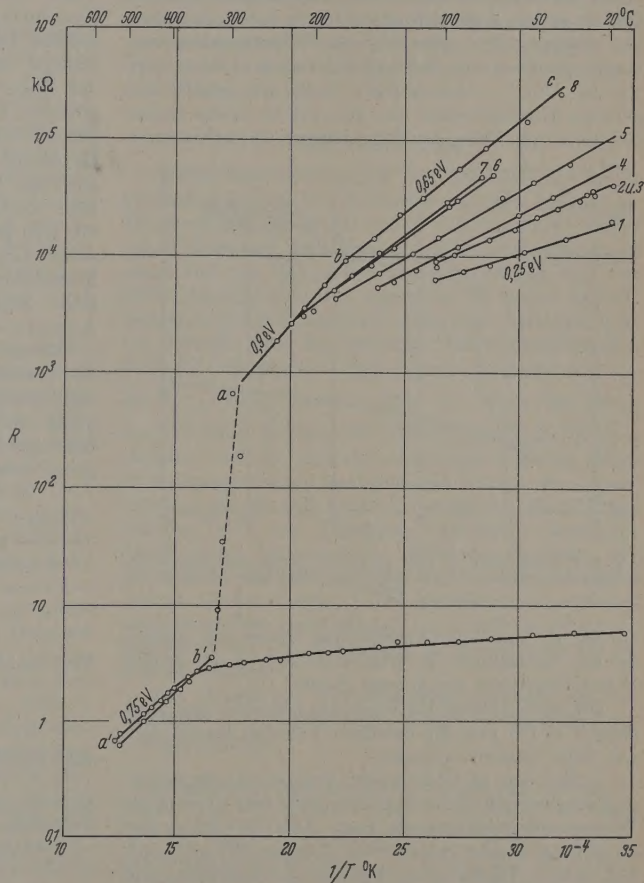


Abb. 7. Widerstandskurven einer amorphen Ge-Aufdampfschicht in Öl-haltigem Vakuum  $<10^{-5}$  Torr, Schichtträger: Porzellan

potenzen geringeren Widerstand (vgl. Abb. 7). Erhitzt man die umgewandelte Ge-Schicht, so gelangt man zu einer Widerstandskurve, wie sie für das kristalline Ge großer Störstellendichte charakteristisch ist. Frisch hergestellte amorphe Ge-Aufdampfschichten ergaben bei wiederholtem Erwärmen und Abkühlen immer wieder das Kurvendiagramm der Abb. 7.

Um den störenden Einfluß des Hg beim Aufbau der amorphen Ge-Schicht noch deutlicher herauszustellen, wurde der folgende Versuch gemacht. Es wurde eine amorphe Ge-Schicht in Hg-haltigem Vakuum hergestellt und anschließend in Öl-haltigem Vakuum untersucht. Abb. 8 zeigt das Ergebnis der Widerstandsmessung. Beim erstmaligen Erhitzen erhielt man die Kurve 1; sie ist wie bei Öl-haltigem Vakuum eine Gerade, nur daß jetzt der Widerstand um 2 Zehner-

<sup>1</sup> Vgl. Fußnote 1, S. 279.



potenzen geringer ist (vgl. Abb. 7). Die Kurve 2 ist zunächst wie bei Öl-haltigem Vakuum eine von einem größeren Widerstandswert ausgehende Gerade; sie biegt jedoch mit wachsender Temperatur, offenbar als Zeichen des Hg-Einflusses, in die Horizontale des Sättigungszustandes ein. Die Widerstandskurven 3 und 4 sind keine Geraden, sondern Kurven, wie man sie von Hg-haltigem Vakuum her kennt (vgl. Abb. 4). Auch die Kurve 4 zeigt einen horizontalen Verlauf, ehe sie in die Eigenleitungsgerade *a, b* des amorphen Ge einbiegt. Der nun folgende Widerstandssprung reicht nur über eine Zehnerpotenz anstatt über zwei wie in Abb. 7. Anschließend stellt sich wieder ein gerader Kurvenverlauf ein, der jedoch etwas steiler ist, als er im Falle der Eigenleitung des kristallinen

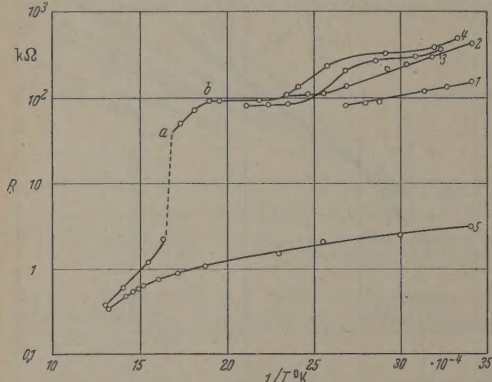


Abb. 8. Widerstandskurven einer amorphen Ge-Aufdampfschicht in Öl-haltigem Vakuum  $\approx 10^{-5}$  Torr; Ge-Schicht in Hg-haltigem Vakuum hergestellt

Ge sein dürfte. Zuletzt erhält man wieder eine Kurve, die der kristallinen Ge-Widerstandskurve bei großer Störstellendichte weitgehend gleicht.

Die wesentlichen Unterschiede zwischen den Messungen in Öl- und Hg-haltigem Vakuum lassen sich, wie folgt, zusammenfassen:

1. Bei den in Öl-haltigem Vakuum hergestellten und ausgemessenen Ge-Schichten tritt eine irreversible Widerstandserhöhung ein (vgl. Abb. 7). Diese Beobachtung wurde bereits von REIMER [3] gemacht. Bei den in Hg-haltigem Vakuum hergestellten und untersuchten Schichten findet man dagegen eine irreversible Widerstandserniedrigung (vgl. die Abb. 4 und 5).

2. Bei den in Hg-haltigem Vakuum hergestellten und untersuchten Ge-Schichten fehlt ein innerhalb kurzer Zeit erfolgender, also scharf definierter Widerstandssprung. Die Umwandlung verläuft hier kontinuierlich (vgl. die Kurven 1 bis 6 in Abb. 5 sowie Abb. 6; vgl. aber auch die Abb. 7 und 8).

IV. Deutung der Ergebnisse

a) Allgemeine Betrachtungen zum Übergang: amorph  $\rightarrow$  kristallin

Wie eingangs erwähnt wurde, handelt es sich beim amorphen Zustand um eine verhinderte Kristallisation, d. h. im vorliegenden Falle werden die Ge-Atome durch Fremdatome an der Gitterbildung behindert. Diese Fremdatome, normalerweise Atome des Restgases, sind teils zwischen den Schichtpaketen teils

innerhalb der Schichtpakete eingebaut; dadurch hindern sie die Ge-Atome zum Teil an der Besetzung der Gitterplätze. Werden die Fremdatome ausgetrieben, etwa durch Vergrößerung ihrer thermischen Energie, so erfolgt Kristallbildung. Bei einer gegebenen Temperatur setzt also der Übergang amorph  $\rightarrow$  kristallin ein; er verläuft in den meisten Fällen bei der Umwandlungstemperatur schlagartig. Dieser Befund hat seine Ursache darin, daß bei dem Einschwingen des einzelnen Ge-Atoms in seine gesetzmäßige Lage, die eine Lage geringster potentieller Energie ist, überschüssige Energie frei wird, die in der umgewandelten Schicht vornehmlich als Wärme auftritt. Durch diese Wärme wird die Umgebung aufgeheizt, so daß hier ebenfalls ein Einschwingen der Ge-Atome erfolgen kann, wobei wiederum Wärme frei wird usw. Man sieht, daß auch beim amorphen Ge wie beim explosiblen Sb die Umwandlung schlagartig vor sich gehen muß. Nach oben tritt die explosionsartige Umwandlung nicht ein, wenn Hg-Atome als Fremdatome in die Ge-Aufdampfschicht eingebaut sind. Hier liegen demnach die Verhältnisse wegen Amalgam-Bildung anders.

Röntgenuntersuchungen an amorphen Ge-Aufdampfschichten, die in Hg-haltigem Vakuum hergestellt wurden, haben gezeigt, daß diese Schichten mindestens schon bei 250° C kristallin wurden, jedoch nicht bereichsweise, d. h. nicht explosionsartig über die ganze Schicht (vgl. RICHTER und BREITLING [4]).

Tabelle 1. Übergangstemperaturen bei amorphem Germanium

Schichtträger	Übergangstemperatur	Beobachtungsmethode	Beobachter
NaCl-Spaltfläche	250–500° C	Röntgen- und Elektronenbeugung	FÜRST, GLOCK und RICHTER sowie RICHTER und FÜRST [6], RICHTER und BREITLING [4]
KBr-Spaltfläche	450–500° C	Elektronenbeugung	KÖNIG [10]
NaCl-Spaltfläche Kolloidum, Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	380° C	Elektronenbeugung	BRESLER, STRAUFF und ZELMANOFF [1]
Quarz	370° C	Widerstandsmessung	DUNNOYER
Glas	470° C	Widerstandsmessung	REIMER [3]
Glimmer, Porzellan	300° C	Widerstandsmessung	RICHTER und SCHNEIDER

Bei günstigen Versuchsbedingungen wandeln sich also die amorphen Ge-Aufdampfschichten innerhalb eines engen Temperaturbereiches, d. h. praktisch schlagartig in die zugehörige kristalline Struktur um (vgl. die Abb. 7 und 8). Die Höhe der Übergangstemperatur ist stark von der Vorbehandlung der amorphen Ge-Schichten abhängig. Nach oben kann der Einbau von geeigneten Fremdatomen die Existenz einer definierten Umwandlungstemperatur sogar in Frage stellen. In Tabelle 1 sind einige Übergangstemperaturen für das amorphe Ge bei verschiedenen Schichtträgern und unterschiedlichen Beobachtungsmethoden zusammengestellt.



# b) Leitungsmechanismus in amorphem Germanium

Es erhebt sich die Frage nach der Deutung der einzelnen Kurvenzweige in Abb. 7, welche die Leitfähigkeitsverhältnisse im Ge wiedergeben. Dabei sind nennlich zwei Punkte zu klären:

1. Warum nimmt der Widerstand im amorphen Zustand bei wiederholtem Tempern irreversibel zu?
2. Warum wächst dabei die Aktivierungsenergie der Störstellenleitung?

**Punkt 1.** Es liegt nahe, die Widerstandserhöhung beim Tempern durch eine Oxydation der Ge-Schicht zu erklären. In der Tat fand CLARKE [12], daß der Widerstand des Ge beim Erhitzen in Sauerstoff von 5 Torr stark zunimmt, und daß er andererseits bei neuer Erhitzung, jetzt aber im Hochvakuum auf seinen früheren Wert zurückgeht. Die vorliegenden Messungen wurden im Hochvakuum gemacht. Weiteren Elektronenbeugungs-Aufnahmen von getemperten amorphen und umgewandelten Ge-Schichten eine Oxydringe. Man muß daher die obige Erklärung der Widerstandszunahme ausschließen (vgl. auch Punkt 2).

**Punkt 2.** Die Aktivierungsenergie der Störstellenleitung hängt stark von der Störstellendichte ab. So z. B. bei ZnO bekannt, daß die Aktivierungsenergie der Störstellenleitung  $\Delta E_{St}$  mit wachsender Störstellendichte von  $\Delta E_{St} = 0,6$  auf  $0,01$  eV abfällt. Will man die Drehung der Störgeraden in Abb. 7 in gleicher Weise deuten, so hat man zu folgern, daß beim Tempern eine Verringerung der Störstellendichte eintritt, die ein Ansteigen des Widerstandes und der Aktivierungsenergie zur Folge hat — im vorliegenden Falle  $\Delta E_{St} = 0,25$  auf  $0,65$  eV —.

Eine Verarmung an Störstellen kommt im amorphen Ge einmal dadurch zustande, daß beim Tempern Fremdatome ausgetrieben werden. Weiter bewirkt die Einleitung von Ordnungsvorgängen ebenfalls eine Verminderung der Störstellendichte. In Abb. 7, Kurve 8 deutet der Knick an der Stelle b auf die einsetzende Eigenleitung und damit auf das Vorhandensein von Ordnungsvorgängen in amorphem Ge hin; denn bei den anderen Kurven der Abb. 7 ist ein solcher Knick nicht zu beobachten. Ferner ist die Existenz von Ordnungsvorgängen auch durch die Röntgenuntersuchungen von RICHTER und BREITLING [4] ab  $250^\circ\text{C}$  hergestellt.

Die Tatsache, daß in Abb. 7 die Störäste Geraden sind, d. h., daß sich im Bereiche der Störstellenleitung eine Erschöpfungserscheinungen zeigen, läßt sich durch die abnorme Größe von  $\Delta E_{St}$  erklären. Bei  $200^\circ\text{C}$  ist nämlich der Prozentsatz derjenigen Elektronen, die eine Energie von  $0,65$  eV und größer besitzen, noch viel zu gering, um alle vorhandenen Störstellen thermisch zu aktivieren, und damit zu Sättigungserscheinungen Anlaß zu geben.

Die größere Aktivierungsenergie im Falle der Eigenleitung des amorphen Ge ( $\Delta E_{Eig} = 0,9$  eV) gegenüber

der des kristallinen ( $\Delta E_{krist} = 0,75$  eV) hängt offensichtlich mit dem vergrößerten Schichtabstand  $[(r_K)_{am} = 2,62 \text{ \AA}$  statt  $(r_K)_{krist} = 2,43 \text{ \AA}$ ] im amorphen Ge zusammen (vgl. RICHTER und BREITLING [4] sowie SPENKE [13], S. 7, Abb. I 2.3).

Abschließend sei gesagt, daß die hier erhaltenen Ergebnisse den Eindruck vermitteln, als habe man es beim festen amorphen Ge mit einem weitgehend „gitterähnlichen“ Stoff zu tun, der eine hohe Störstellendichte in Form von eingebauten Fremdatomen und von Gitterfehlern besitzt, dasselbe besagt auch das Schichtpaket-Modell für das amorphe Ge von RICHTER und BREITLING [4].

## Zusammenfassung

Leitfähigkeitsmessungen an verschiedenen hergestellten amorphen Ge-Aufdampfschichten wurden im Hochvakuum bei  $20$  bis  $600^\circ\text{C}$  durchgeführt. Dabei ergab sich, daß der Verlauf der Widerstandskurven stark von der Schichtherstellung abhängig ist. Die Widerstandskurven des amorphen Ge zeigen im allgemeinen Störstellenleitung (Aktivierungsenergie:  $0,25$  bis  $0,65$  eV) und Eigenleitung (Aktivierungsenergie:  $0,90$  eV). Störstellen- und Eigenleitungsast sind im  $\log W \cdot \frac{1}{T}$ -Diagramm Geraden. Im Falle der Störstellenleitung konnte eine Abhängigkeit des Widerstandes und der Aktivierungsenergie von der Störstellenkonzentration nachgewiesen werden. Bei amorphen Ge-Aufdampfschichten besonderer Herstellung zeichnet sich der Übergang: amorph  $\rightarrow$  kristallin durch einen ausgeprägten Widerstandssprung ab. In solchem Falle erfolgt die Umwandlung plötzlich und zwar bei etwa  $300^\circ\text{C}$ . Die Aktivierungsenergie des umgewandelten (kristallinen) Ge wurde in Übereinstimmung mit den Messungen an kristallinem Ge zu  $0,75$  eV erhalten.

Der Deutschen Forschungsgemeinschaft sei für apparative Unterstützung dieser Untersuchungen bestens gedankt.

**Literatur:** [1] RICHTER, H., u. G. GOMMEL: Z. Naturforsch. **12a**, 1001 (1957). — [2] DUNNOYER, J.: J. Phys. Radium **12**, 602 (1951). — [3] REIMER, L.: Z. Naturforsch. **13a**, 538 (1958). — [4] RICHTER, H., u. G. BREITLING: Z. Naturforsch. **13a**, 988 (1958). — [5] RYDER, F. J.: Phys. Rev. **90**, 766 (1953). — [6] RICHTER, H., u. O. FÜRST: Z. Naturforsch. **6a**, 38 (1951). — FÜRST, O., R. GLOCKER u. H. RICHTER: Z. Naturforsch. **4a**, 540 (1949). — [7] HOLLEMAN, A. F., u. E. WIBERG: Lehrbuch der anorganischen Chemie, **40**–**46**. Aufl., S. 348. Berlin: Walter de Gruyter 1958. — [8] PEARSON, G. L.: Electr. Engng. **66**, 638 (1947). — LARK-HOROVITZ, K.: Electr. Engng. **68**, 1047 (1949). — [9] STEEB, S., K. H. JÜRGENSEN u. S. MAGUN: Z. Elektrochem. **61**, 763 (1957). — [10] KÖNIG, H.: Optik **3**, 212 (1948). — [11] BRESLER, S., E. STAUFF u. J. ZELMANOFF: Phys. Z. Sowj. **4**, 909 (1933). — [12] CLARKE, E. N.: Phys. Rev. **95**, 284 (1954). — [13] SPENKE, E.: Elektronische Halbleiter. Berlin: Springer 1955.

Prof. Dr. H. RICHTER,  
und Dipl.-Phys. RICHARD SCHNEIDER  
Röntgeninstitut der Technischen Hochschule Stuttgart



## Buchbesprechungen

**Handbuch der Physik.** Hrsg. von S. FLÜGGE. Bd. XXXVII/1: Atome III — Moleküle I. Berlin-Göttingen-Heidelberg: Springer 1959. 439 S. u. 215 Abb. Gzl. DM 120.—

Dieser Band des Handbuchs enthält die folgenden Beiträge: Atom- und Molekularstrahlen von P. KUSCH und V. W. HUGHES, Rotations- und Schwingungsspektren mehratomiger Moleküle von H. H. NIELSEN und Stöße von Elektronen mit Molekülen von J. D. CRAGGS und H. ST. W. MASSEY. Alle drei Artikel, von den ersten Sachverständigen geschrieben, geben in wunderbar klarer Darstellung den neuesten Stand der Forschung auf diesen Gebieten lückenlos wieder. Was den Molekularstrahlartikel besonders auszeichnet, ist die ausgezeichnete Beherrschung und Darstellung sowohl der Theorie als vieler experimenteller Einzelheiten über Strahlerzeugung, Empfänger und Ablenkfelder. Auch die fokussierenden Multipolfelder fehlen nicht. Der Abschnitt über die infraroten Bandenspektren mehratomiger Moleküle ist seiner Natur nach hochtheoretisch, aber trotzdem nicht allzuschwer lesbar, weil der quantenmechanische Apparat an Ort und Stelle entwickelt wird. Die Technik der Infrarot-Spektroskopie wird ja in einem anderen Band behandelt. Der 3. Abschnitt Elektronenstoß auf Moleküle ist ebenfalls stark theoretischer Natur, bringt aber auch ein großes Material über die Ergebnisse, z. B. auch über die Anregungspotentiale freier Radikale. So genüßreich die Lektüre dieses besonders gelungenen Bandes ist, sie führt einem doch so recht vor Augen, was die deutsche Physik in den dunklen Jahren verloren hat: Mit Ausnahme der schönen Arbeiten der Paulschen Schule beziehen sich die wenigen Zitate deutscher Arbeiten auf die Zeit vor 1933 und dies kann weder durch mangelnde Literaturkenntnis der Autoren noch durch alliierte Forschungsverbote begründet werden.

G. Joos

**Handbuch der Physik.** Hrsg. von S. FLÜGGE. Bd. XXXII: Strukturforschung. Berlin-Göttingen-Heidelberg: Springer 1957. 670 S. u. 373 Abb. Geb. DM 144.—

Der Band Strukturforschung beginnt selbstverständlich mit der klassischen Methode der Röntgeninterferenzen am Raumgitter der Kristalle. In der französischen Darstellungen eigenen Klarheit werden die experimentellen Methoden der Strukturbestimmung von Kristallen mit Röntgenstrahlen von A. GUINIER und G. V. ELLER einschließlich der neuesten Hilfsmittel behandelt. Die theoretischen Grundlagen dazu finden sich in dem folgenden Beitrag von J. BOUMAN. Über röntgenographische Untersuchungen von Flüssigkeitsstrukturen und amorphen Stoffen berichtet dann G. FOURNET. Von besonderem Interesse ist das im heutigen Stadium der Festkörperphysik besonders aktuelle Kapitel über Gitterfehler und Teilchengröße (W. W. BEEMAN).

Für viele Probleme, wie vor allem die Untersuchung dünner Schichten, stellt die Elektronenbeugung eine willkommene Ergänzung der Röntgenverfahren dar. H. RAETHER gibt im Beitrag Elektroneninterferenz eine ausgezeichnete Übersicht über den Stand auf diesem Sektor.

Das junge Gebiet der Neutroneninterferenzen, das sich neuerdings zu den beiden anderen Methoden gesellt, ist er-

freulicherweise im vorliegenden Band auch vertreten. G. RINGO verfaßte diesen Artikel, der in sehr klarer Weise zunächst die theoretischen und experimentellen Grundlagen behandelt, um dann auf die der Neutronenbeugung vorbehalten speziellen Anwendungen (Beugung an magnetischem Material und an Protonen) einzugehen.

Alle Beiträge in diesem Band stammen aus der Feder berühmter Sachkenner der behandelten Gebiete. Dadurch wurde einem dem neuesten Stand entsprechende, hervorragende Übersicht über Methoden und Möglichkeiten der Strukturforschung geschaffen.

W. WAIDELICH

**Jenaer Jahrbuch 1958.** Teil 1. Jena: Gustav Fischer 1958. 291 S., 235 Abb. u. 4 Tabellen. DM 20.—

Die interessanteste Arbeit des neuen, seinen Vorgängern ebenbürtigen Bandes betrifft einen elektronischen Ultraschallbildwandler: Die Ultraschallwellen werden durch Schalllinsen so auf einen Schwingquarz gelenkt, daß dort ein „durchleuchteter“ Gegenstand entsteht. Der Schwingquarz wird seinerseits durch einen Elektronenstrahl abgetastet, wobei die dabei entstehenden Ströme zur Ablenkung auf dem Bildschirm dienen. An geometrisch optischen Analogiehandlungen seien erwähnt: Fragen der Verzeichnung, die starke Infrarotoptik, Bildfehler elektronenoptischer Immersions-Objektive. Weitere physikalische Untersuchungen treffen Ultrapolarisationsfilter, astasierte Pendel für genaue Neigungsmessungen, Verbesserung der Selenphotoelektrische und eine Beurteilung von für Aufdampfvergoldung bestimmten Glasoberflächen auf Grund des Benetzungswinkels an Wassertropfens, alles höchst bemerkenswerte Aufsätze.

G. Joos

**Arendt, P. R.: Reaktortechnik.** Mosbach i. Baden: Physik-Verlag 1957. 206 S. u. 89 Abb. Leinen DM 19.20.

Hinter dem Titel „Reaktortechnik“ verbirgt sich ein Büchlein, das zugleich Physik und Technik der Reaktortechnik darstellt. Eine „kernphysikalische Einleitung“ führt in 50 Seiten vom Bau der Atome zur Theorie des Reaktors der thermonuklearen Reaktion. Sie bringt die theoretischen Zusammenhänge in verständlicher Form und liefert in Tabellen und Diagrammen alle wichtigen Daten zur Reaktortechnik. Es folgt die Beschreibung der Reaktortypen und kurze Darstellung der Reaktorsteuerung. Im letzten Teil des Buches behandelt der Verfasser Probleme der Reaktorsicherheit und des Reaktorbetriebes: Strahlenschutz, radioaktive Abfälle, meteorologische Überlegungen und Organisation. Die ernsthafte Diskussion dieser Fragen bietet der Verfasser eine sichere Grundlage. Am Schluß geht er auf die wirtschaftliche Verwendung der Kernenergie ein.

Das Buch kann jedem empfohlen werden, der zu einem exakten Verständnis der modernen Reaktortechnik gelangen will. Ein ausführliches, übersichtliches Literaturverzeichnis zeigt den Weg zu einem detaillierten Verständnis.

M. POLLERMAN